ORSAY
n° d'ordre : 2436

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

Pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR D'ETAT

SPECIALITE : SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. TOUCHARD François

SUJET : ETUDE PAR SPECTROMETRIE LASER DE LA STRUCTURE HYPERFINE ET DU DEPLACEMENT ISOTOPIQUE D'ISOTOPES ALCALINS RADIOACTIFS

soutenue le 05 MAI 1981 devant la Commission d'examen

MM. JACQUINOT Président

OTTEN

BAUCHE

CAMPI

MME GIZON

M. KLAPISCH

MME THIBAULT

ORSAY
n° d'ordre : 2436

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

Pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR D'ETAT

SPECIALITE : SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. TOUCHARD François

SUJET : ETUDE PAR SPECTROMETRIE LASER DE LA STRUCTURE HYPERFINE ET DU DEPLACEMENT ISOTOPIQUE D'ISOTOPES ALCALINS RADIOACTIFS

soutenue le 05 MAI 1981 devant la Commission d'examen

MM. JACQUINOT Président
OTTEN
BAUCHE
CAMPI
MME GIZON
M. KLAPISCH
MME THIBAULT

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

R E M E R C I E M E N T S

Monsieur R. Klapisch m' a accueuilli au Laboratoire René Bernas et m' a permis de mener à bien cette étude. Je voudrais lui exprimer toute ma gratitude.

Madame C. Thibault a constamment suivi ce travail. Je voudrais lui dire combien j'ai apprécié cette direction et l'en remercier profondément.

Je voudrais remercier Messieurs P. Jacquinot, E.W. Otten, J. Bauche, X. Campi et Madame A. Gizon d'avoir accepté de participer à mon Jury.

Je dois une reconnaissance toute particulière à Monsieur G. Huber qui a été le maître d'oeuvre de cette recherche et qui m'y a initié. Je voudrais associer à ces remerciements Messieurs H.T. Duong et S. Büttgenbach pour leur aide permanente et combien efficace tant pendant les préparatifs et le déroulement des expériences que lors du dépouillement des données et de leur interprétation. Leur compétence a été primordiale.

Je ne saurais manquer d'associer à la réussite de ces expériences toute l'équipe du Laboratoire Aimé Cotton. Que Messieurs S. Liberman, J.L. Vialle, J. Pinard, P. Juncar, P. Pillet, R. Baronnet et Madame C. Vialle trouvent ici toute ma reconnaissance.

Monsieur M. de Saint Simon a pris une grande part dans la mise au point des cibles; il a également participé à de nombreuses expériences. Je voudrais l'en remercier tout particulièrement. Je remercie également

Madame A. Pesnelle pour son aide efficace durant nos séjours à ISOLDE, ainsi que Madame M. Epherre pour son assistance lors des expériences auprès du P.S. en 1979-80.

Messieurs J.M. Serre et P. Guimbal ont pris une grande part du travail lors de l'analyse de nos derniers résultats. Je les en remercie très vivement.

Je voudrais réserver une grande part de mes remerciements à notre équipe technique pour son aide inestimable. Que Messieurs R. Fergeau, M. Jacotin, J.F. Képinski, J. Biderman et Madame G. Le Scornet trouvent ici l'expression de ma gratitude. Je voudrais remercier également Messieurs D. Barbet, M. Capel et B. Rosenbaum pour leur aide efficace.

Je voudrais remercier tous les membres de la collaboration ISOLDE pour leur assistance durant les expériences et pour les discussions que nous avons eues, et en particulier Messieurs H.L. Ravn, L.C. Carraz, B. Jonson, A.C. Mueller, F. Buchinger et C. Ekström. Je remercie aussi les équipes techniques du Synchrocyclotron et du Proton-Synchroton du CERN.

Enfin, je remercie très vivement Mademoiselle M. Butin et Monsieur C. Thibaut pour la dactylographie et les photographies de ce mémoire.

TABLE DES MATIERES

CHAPITRE I INTRODUCTION..... 1

CHAPITRE II RELATION ENTRE LES PROPRIETES DES NIVEAUX ATOMIQUES ET LES CARACTERISTIQUES DE L'ETAT FONDAMENTAL DES NOYAUX.....5

I - INTRODUCTION..... 7

II - STRUCTURE HYPERFINE..... 8

II.1 - Interaction magnétique..... 8

II.2 - Interaction électrostatique..... 9

II.3 - Multiplet de structure hyperfine..... 10

II.4 - Moment magnétique et facteur A..... 10

II.5 - Moment quadrupolaire et facteur B..... 12

II.6 - Effet d'un champ magnétique externe..... 13

II.6.1 - Champ faible (effet Zeeman)..... 13

II.6.2 - Champ fort (effet Paschen-Back)..... 13

II.6.3 - Zone intermédiaire - Diagramme de Breit-Rabi.....14

III - DEPLACEMENT ISOTOPIQUE..... 14

III.1 - Effet de masse..... 14

II.1.1 - Effet normal de masse..... 16

II.1.2 - Effet spécifique de masse..... 16

III.2 - Effet de volume..... 17

III.3 - Résumé de la relation entre la variation de $\langle r^2 \rangle$ et le déplacement isotopique..... 18

CHAPITRE III METHODE DE MESURE..... 19

I - INTRODUCTION..... 21

II - MESURES OPTIQUES..... 22

II.1 - Polarisation d'un jet atomique par un faisceau laser. Pompage optique..... 22

II.2 - Détection par un champ magnétique inhomogène..... 25
III - MESURE DES SPINS..... 29
IV - MESURES RADIOFREQUENCES..... 29
IV.1 - Mesure de la structure hyperfine de l'état fondamental..... 31
IV.2 -Double résonance dans l'état excité..... 33
CHAPITRE IV DISPOSITIF EXPERIMENTAL..... 35
I - DESCRIPTION GENERALE DE L'APPAREILLAGE..... 37
II - PRODUCTION D'UN JET ATOMIQUE RADIOACTIF..... 38
II.1 - Généralités..... 38
II.2 - Cibles pour le sodium et le potassium..... 39
II.2.1 - Les fours..... 39
II.2.2 - Les cibles..... 44
II.3 - Production d' un jet atomique à ISOLDE..... 45
III - LE FAISCEAU LUMINEUX..... 52
IV - LA ZONE D'INTERACTION JET ATOMIQUE-LUMIERE LASER..... 52
V - L'AIMANT HEXAPOLAIRE..... 53
VI - LE SPECTROMETRE DE MASSE..... 55
VII - DETECTION DES IONS..... 60
VIII - ACQUISITION DES DONNEES - LOGIQUE DE L'EXPERIENCE..... 61
VIII.1 - Mesure de la variation de la fréquence du laser... 61
VIII.2 - Mesure de la fréquence de référence..... 62
VIII.3 - Mesure de l'intensité du jet atomique..... 62
VIII.4 - Normalisation..... 62
VIII.4.1 - Procédure utilisée à ISOLDE..... 62
VIII.4.2 - Procédure utilisée au P.S..... 64
VIII.5 - Logique de l'acquisition..... 65
VIII.6 - Enregistrement des données..... 65
VIII.7 - Cas des mesures utilisant la radiofréquence..... 65
CHAPITRE V TRAITEMENT DES DONNEES..... 69
I - MESURES OPTIQUES..... 71
I.1 - Détermination de la position d'un pic..... 71

I.1.1 - Normalisation d'un signal enregistré auprès du P.S..... 71
I.1.2 - Normalisation d'un signal enregistré à ISOLDE. 71
I.1.3 - Détermination du centre de gravité d'un pic... 72
I.2 - Correction de l'effet Zeeman..... 74
I.3 - Reconstitution des spectres..... 74
I.4 - Détermination du déplacement isotopique et des constantes de structure hyperfine..... 76
I.4.1 - Raie D_2..... 76
I.4.2 - Raie D_1..... 78
I.5 - Erreurs..... 78
II - MESURES UTILISANT LA RADIOFREQUENCE..... 79
II.1 - Mesures dans le niveau fondamental..... 79
II.2 - Mesures dans l'état excité $^2P_{3/2}$.....80
CHAPITRE VI RESULTATS EXPERIMENTAUX..... 83
I - INTRODUCTION..... 85
I.1 - Moments magnétiques..... 85
I.2 - Moments quadrupolaires..... 85
I.3 - Variation du carré moyen du rayon de charge..... 87
I.3.1 - Détermination de l'effet de volume..... 87
I.3.2 - Calcul de $\delta\langle r^2\rangle$ à partir de l'effet de volume.88
II - ISOTOPES DU SODIUM.....89
II.1 - Spins..... 89
II.2.- Facteur A($^2S_{1/2}$) et moment magnétique..... 89
II.3 - Facteur A($^2P_{1/2}$)..... 95
II.4 - Niveau $^2P_{3/2}$. Moment quadrupolaire..... 95
II.5 - Déplacement isotopique..... 95
III - ISOTOPES DU POTASSIUM..... 99
III.1 - Spins, moments magnétiques..... 99
III.2 - Déplacement isotopique..... 103
IV - ISOTOPES DU RUBIDIUM..... 105
IV.1 - Spins et moments nucléaires..... 105
IV.2 - Déplacement isotopique..... 105
V - ISOTOPES DU CESIUM..... 111

V.1 - Spins et moments nucléaires..... 111
V.2 - Déplacement isotopique.....111
VI - ISOTOPES DU FRANCIUM..... 120

CHAPITRE VII DISCUSSION DES RESULTATS..... 125

I - INTRODUCTION..... 127
I.1 -Les modèles nucléaires..... 127
I.1.1 - Le modèle unifié de Bohr et Mottelsson..... 127
I.1.2 - Calculs "a priori"..... 128
I.2 - Variations du rayon carré moyen de charge et déformations..... 128
I.2.1 - Noyau sphérique..... 128
I.2.2 - Noyau déformé..... 130
I.3 - Moment quadrupolaire et déformation..... 131
I.3.1 - Evaluation de Q_o à partir de nos mesures..... 131
I.4 - Moment magnétique et déformation..... 132
I.5 - Comparaison avec les informations obtenues par spectrométrie nucléaire..... 134
I.6 - Contribution des calculs théoriques..... 135
I.6.1 - Calculs effectués dans le cadre du modèle de Bohr et Mottelsson..... 135
I.6.2 - Calculs "ab initio" de type Hartree-Fock..... 135
II - ISOTOPES DU SODIUM..... 137
II.1 - Spins et moments nucléaires..... 137
II.2 - Comparaison avec d'autres résultats..... 139
II.3 - Déplacement isotopique..... 142
II.3.1 - Evaluation de la partie sphérique du rayon de charge..... 142
II.3.2 - Evaluation de la variation du carré moyen du rayon de charge..... 142
II.3.3 - Calcul de l'effet de masse..... 144
II.3.4 - Comparaison avec les prévisions des modèles.. 144
II.3.4.1 - Comparaison avec la loi standard..... 144
II.3.4.2 - Comparaison avec les calculs Hartree-Fock..... 147
II.4 - Conclusion..... 147

III - ISOTOPES DU POTASSIUM..... 149
III.1 - Spins, moments magnétiques..... 149
III.2 - Variation du carré moyen du rayon de charge..... 154
III.3 - Conclusion..... 160
IV - ISOTOPES DU RUBIDIUM..... 160
IV.1 - Variation du carré moyen de charge..... 160
IV.2 - Cas de ^{97,98}Rb..... 168
IV.3 - Conclusion..... 169
V - ISOTOPES DU CESIUM..... 169
V.1 - Moments magnétiques.....170
V.2 - Variation du carré moyen du rayon de charge..... 171
V.3 - Conclusion.....177
VI - ISOTOPES DU FRANCIUM..... 177
VII - CONCLUSION..... 181
CHAPITRE VIII CONCLUSIONS GENERALES ET PERSPECTIVES D'AVENIR..... 185
APPENDICE FABRICATION ET CARACTERISTIQUES MECANIQUES DES CIBLES..... 189
BIBLIOGRAPHIE..... 193

C H A P I T R E I

INTRODUCTION

Le but de ce travail décrit ici est d'étudier de façon systématique l'évolution de différentes grandeurs nucléaires pour un élément déterminé en fonction du nombre de neutrons. Grâce au développement des séparateurs d'isotopes en ligne avec des accélérateurs de particules ou des réacteurs nucléaires, il est en effet maintenant possible de faire porter les mesures sur de longues séries isotopiques s'étendant très loin de la stabilité et même parfois jusqu'à la limite de liaison proton ou neutron [1,2]. Evidemment pour les noyaux les plus éloignés de la stabilité, les sections efficaces deviennent très faibles et les périodes radioactives très courtes. Des méthodes sensibles et rapides ont donc dû être mises au point. Elles visent à étudier soit les modes de décroissance, soit les propriétés de l'état fondamental. Parmi ces dernières, un certain nombre, dont celle que nous avons utilisée, font appel à des techniques de physique atomique. Ainsi la méthode de résonance magnétique [3] a conduit à la détermination de nombreux spins et moments magnétiques [4]. Plus récemment, la possibilité d'utiliser des lasers monomodes à colorant fonctionnant en continu a suscité un renouveau des méthodes optiques [5] et plus particulièrement des techniques sub - Doppler permettant la mesure du déplacement isotopique et de la structure hyperfine des transitions atomiques.

La méthode décrite ici repose sur l'interaction d'un faisceau lumineux monomode croisant un jet atomique thermique. Il existe maintenant des colorants pour presque tout le spectre visible et le proche infra-rouge, qui nous ont permis d'étudier les raies optiques D_1 ou D_2 des alcalins - Na, K, Rb, Cs, Fr -. Nous en avons déduit la variation du carré moyen du rayon de charge, les spins, les moments magnétiques et les moments quadrupolaires électriques des noyaux.

Les expériences ont été effectuées en ligne soit avec le synchrotron à protons (PS) de 20 GeV du CERN, soit avec le séparateur ISOLDE lui-même en ligne avec le synchro-cyclotron (SC) de 600 MeV du CERN [6].

Dans ce qui suit, après un bref rappel concernant la structure hyperfine et le déplacement isotopique des niveaux atomiques et leurs liens avec les grandeurs nucléaires, je présenterai les différents aspects de la méthode expérimentale, en insistant plus particulièrement sur la production du jet atomique thermique radioactif et sur le traitement des données. Je donnerai ensuite les résultats expérimentaux que nous avons obtenus puis leur discussion

C H A P I T R E I I

RELATION ENTRE LES PROPRIETES DES NIVEAUX ATOMIQUES ET LES CARACTERISTIQUES DE L'ETAT FONDAMENTAL DU NOYAU

I - INTRODUCTION

L'énergie des électrons dans l'atome comporte plusieurs termes, cinétique, électrostatique et magnétique, résultants de leur interaction mutuelle (structure fine) et de leur interaction avec le noyau (structure hyperfine et déplacement isotopique). Nous esquissons dans cette introduction, de façon qualitative chacun de ces termes successivement ; dans les paragraphes suivants, des expressions mathématiques de ces termes seront rappelées.

L'énergie cinétique comprend un premier terme qui exprime le mouvement des électrons (en négligeant leurs interactions) et du noyau autour du centre de gravité du système électrons + noyau. Il dépend donc tout naturellement de la masse du noyau et de ce fait peut varier d'un isotope à un autre. C'est l'effet normal de masse (ou effet de Bohr) que l'on peut calculer aisément en utilisant la masse réduite du système. Lorsque l'on tient compte de l'interaction des électrons entre eux, un second terme intervient qui exprime leur mouvement relatif. Ce terme purement électronique est difficilement calculable avec précision.

Dans le cas de l'interaction magnétique, nous nous intéressons plus particulièrement à l'interaction électron-noyau. Le mouvement orbital de l'électron, (caractérisé par le nombre quantique $\vec{L}$) ainsi que son spin (caractérisé par le nombre quantique $\vec{S}$) produisent au niveau du noyau un champ magnétique $\vec{H}$ proportionnel à $\vec{L}+\vec{S}$. Si le noyau a un spin (caractérisé par le nombre quantique $\vec{I}$), il possède aussi un moment magnétique $\vec{\mu}$ proportionnel à $\vec{I}$ et l'interaction magnétique $\vec{\mu}.\vec{H}$ qui en résulte donne naissace à la structure hyperfine.

L'énergie électrostatique comprend un terme d'interaction mutuelle des électrons qui ne nous concerne pas directement ici. Par contre, un électron s ou $p_{1/2}$ a une probabilité de présence à l'intérieur du noyau non nulle; comme les charges dans le noyau sont distribuées dans un domaine plus ou moins grand, dépendant de la masse (typiquement à l'intérieur d'un rayon $r = r_o A^{1/3}$, avec

r_o=1,2fm), le potentiel d'interaction électrostatique électron-noyau a une dépendance isotopique. C'est la correction de volume dans le déplacement isotopique, qui est proportionnelle au rayon carré de la distribution de charge. Plus finement encore, si cette distribution n'a pas la symétrie sphérique, on introduit un terme correctif qui tient compte de la déformatio (interaction électrostatique quadrupolaire en structure hyperfine, effet de déformation dans le déplacement isotopique).

Ces interactions existent pour chacun des niveaux de l'atome. En optiq on mesure les énergies de transition entre deux niveaux de l'atome - général ment le fondamental et un excité -. On peut donc analyser la structure hyper de l'un ou l'autre niveau et mesurer le déplacement isotopique, ce qui n'est pas le cas des méthodes de résonance magnétique, plus précises mais limitées à l'analyse d'un seul niveau d'énergie (fondamental ou métastable).

II - STRUCTURE HYPERFINE

Dans ce qui suit, l'atome est supposé constitué d'un noyau de charge électrique Ze porteur d'un moment magnétique $\vec{\mu}$ associé à son spin $\vec{I}$, et d'un moment quadrupolaire électrique Q ; autour de ce noyau gravite un seul électron de valence de moment angulaire total $\vec{J}=\vec{L}+\vec{S}$. Nous allons rappeler successivement les résultats concernant l'interaction magnétique puis l'interaction électrique entre l'électron orbital et le noyau. La démonstration de ces résultats peut être trouvée dans le référence 3.

II.1 - Interaction magnétique

Le moment magnétique et le spin nucléaires sont reliés par :

$$\vec{\mu} = \vec{I}\, g_I \mu_n = \vec{I}\, \frac{\mu}{I}$$

où μ_n est le magnéton nucléaire

Le champ magnétique créé au centre du noyau par l'électron orbital est

$$\vec{H}_o = \vec{J}\, \frac{H_o}{J}$$

où $H_o = \langle J, m = J \mid H_z \mid J, m = J \rangle$

L'énergie magnétique d'interaction est alors :

$$W = - \vec{H}_o \vec{\mu}$$

$$= - \frac{\overline{H}_o \mu}{IJ \hbar^2} \vec{I} \vec{J}$$

$$= - \frac{\overline{H}_o \mu}{IJ \hbar^2} (F^2 - I^2 - J^2) \quad \text{avec } \vec{F} = \vec{I} + \vec{J}$$

$$= - \frac{\overline{H}_o \mu}{IJ \hbar^2} \left[F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)\right] \text{ suivant le principe d'équivalence,}$$

soit $W = \frac{A}{2}\left[(F(F+1) - I(I+1) - J(J+I)\right]$

où $A = - \frac{H_o \mu}{IJ \hbar^2}$

est le facteur de couplage magnétique, ou facteur "A" de structure hyperfine.

Le calcul de $\overline{H}_o$ est difficile, excepté dans le cas où l'électron de valence est un électron s(L=0). On montre alors :

$$\overline{H}_o = - \frac{8\pi}{3} \mu_o \psi_o^2$$

où μ_o est le magnéton de Bohr

ψ_o^2 est le carré de la fonction d'onde de l'électron A au centre du noyau.

On a alors :

$$A_s = \frac{16}{3I} \mu_o \mu \psi_o^2$$

II.2 - Interaction électrostatique

La déviation de la distribution de charge par rapport à la symétrie sphérique introduit des corrections exprimées en terme de moments multipolaires. Le moment dipolaire de la distribution des charges, de densité ρ , dans une direction x, est :

$$\int \rho \, x \, d\tau$$

Ce moment est nul, comme tous les moments d'ordre impair, à cause de la symétrie par rapport au plan équatorial que doit posséder le noyau.

Le second moment $Q = \int \rho x^2 d\tau$ est le moment quadrupolaire électrique. On peut montrer que l'énergie d'interaction due à ce terme est

$$W_Q = \frac{3/2 C(C+1) - 2I(I+1)\ J(J+I)}{I(2I-1)\ J\ (2J-1)} B$$

où $C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$ (2)

$$B = \frac{1}{hc} eQ \, \phi_{JJ}(0) \quad (3)$$

Q est le moment quadrupolaire spectroscopique défini par :

$$Q = \int \rho^2 \, (3\cos^2 \theta - 1) \, d\tau \quad (4)$$

$\phi_{JJ}(0)$ est la valeur moyenne du gradient de champ électrique créé au centre du noyau par les électrons, dans la direction $\vec{J}$.

II.3 - Multiplet de structure hyperfine

En résumé, l'énergie totale d'interaction due au couplage spin-spin est

$$W(I,J,F) = A \frac{C}{2} + B \frac{(3/2)\,C(C+1) - 2I(I+1)\,J(J+1)}{I(2I-1)\,J(2J-1)} \quad (5)$$

pour $I \geqslant 1$

et, quand $I = \frac{1}{2}$: $W(\frac{1}{2},J,F) = A \frac{C}{2}$ (6)

Quelques exemples de schémas de niveaux pour différentes valeurs de I et J sont donnés sur la figure 1. Nous nous sommes limités à J=1/2 et 3/2 car ce sont les seules valeurs que nous rencontrerons dans l'étude des alcalins, les transitions étudiées étant $^2S_{1/2} \rightarrow {}^2P_{1/2}$ (raie D_1) et $^2S_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$ (raie

En étudiant la structure hyperfine, si J=1/2, on peut mesurer A et si J=3/2, on peut mesurer A et B.

II.4 - Moment magnétique et facteur A

A partir de la mesure du facteur A d'un même multiplet de structure hyp fine pour deux isotopes différents, en utilisant la relation (1) :

$$\mu_I \, H(0) = A \, I \, J$$

on peut déduire le moment magnétique μ en écrivant $\frac{\mu^{(1)}}{\mu^{(2)}} = \frac{A^{(1)}}{A^{(2)}} \frac{I^{(1)}}{I^{(2)}}$ (7)

et ce à condition que le moment magnétique d'un des isotopes et les spins soient connus (mesure par résonance magnétique nucléaire, par exemple). Dans le cas des alcalins, les moments magnétiques, spins nucléaires et facte A pour l'état $^2S_{1/2}$ de tous les isotopes stables sont connus. La déterminat du spin nucléaire et du facteur A du doublet fondamental $^2S_{1/2}$ conduit donc au moment magnétique (excepté pour le francium).

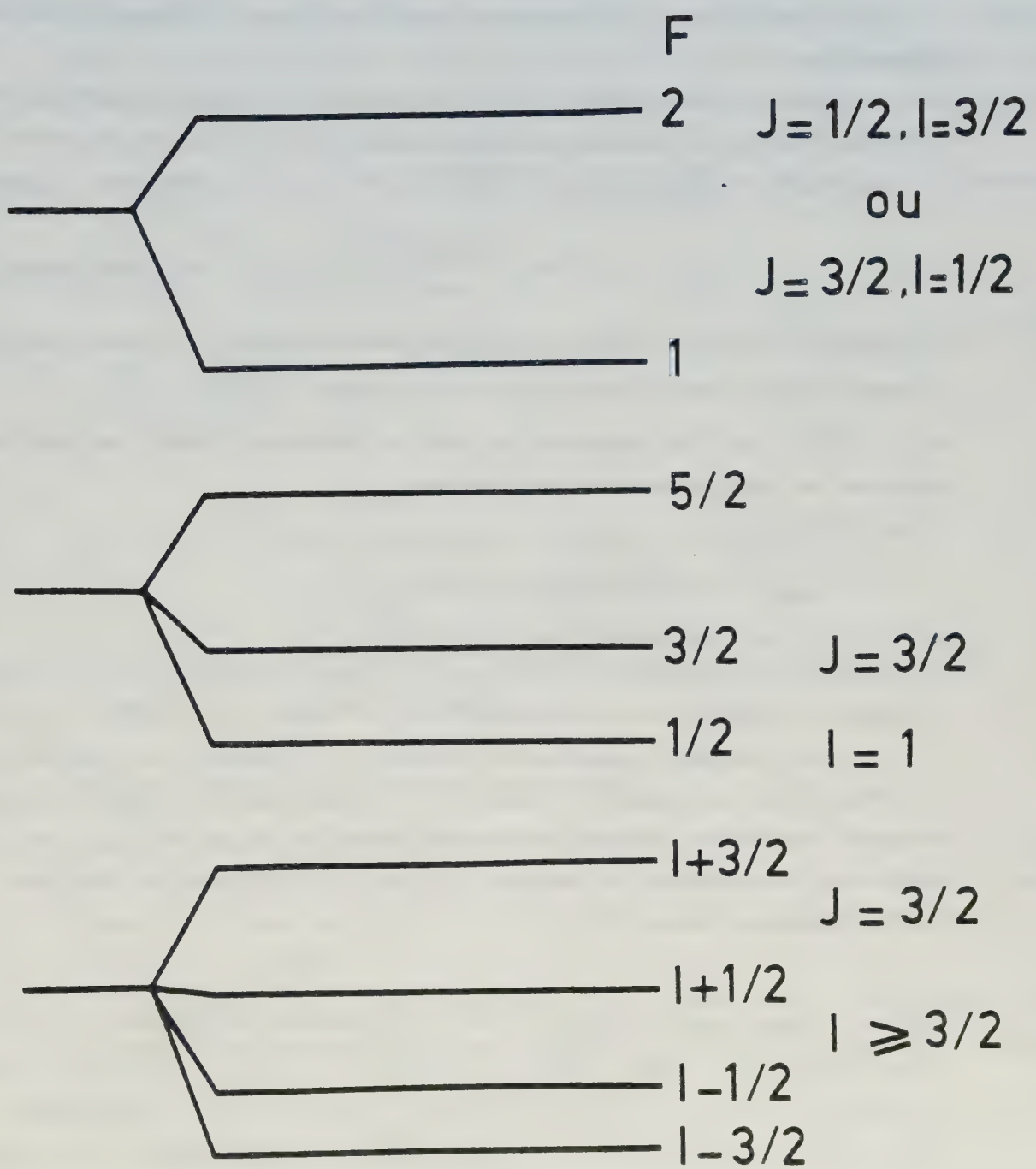


Fig. 1 Exemples de multiplets de structure hyperfine

II.5 - Moment quadrupolaire et facteur B.

Nous avons écrit (relation 3)

$$B = e\, Q\, \phi_{JJ}(0)$$

Q est le moment quadrupolaire spectroscopique (lié au référentiel du laboratoire)

$\phi_{JJ}(0)$ est la valeur moyenne du gradient de champ électrique créé à l'origine par les électrons dans la direction de J (Cf. la relation (4))

$$\phi_{JJ}(0) = -\frac{e}{4\pi\varepsilon_0} \int \rho_e \frac{3\cos^2\nu - 1}{r^3}\, d\tau \qquad \text{(écriture classique)}$$

$$= -\frac{e}{4\pi\varepsilon_0}\, \rho_e \left\langle Jm_J \left| \frac{3\cos^2\nu - 1}{r^3} \right| Jm_J \right\rangle \qquad \text{(écriture quantique)}$$

Dans le cas d'un nucléon de valence célibataire, de moment angulaire j, on peut montrer que l'élément de matrice vaut : $\frac{2j-1}{2j+2} \left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle$

où $j = l \pm 1/2$, si l'on suppose que dans la fonction d'onde, les parties radiales et angulaires sont séparables.

On en déduit :

$$B = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\, e^2\, Q\, \frac{2j-1}{2j+2} \left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle R_r\,(l,j)$$

où $R_r\,(l,j)$ est une correction relativiste.

$\left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle$ peut être déterminé à partir de la structure hyperfine du niveau $^2P_{3/2}$ ou encore à partir de la structure fine de l'atome (Cf. réf. 3 p. 131).

Il est également possible de prendre les résultats de calculs "ab-initi La revue faite par Rosén et Lingren [7] montre que les calculs Hartree-Slate donnent le meilleur accord pour la reproduction de la structure magnétique de l'état fondamental. Il est alors logique de prendre les résultats obtenus par ces calculs pour $\left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle$.

Enfin, il faut tenir compte de l'effet du moment quadrupolaire sur le cortè électronique de l'atome (effet de polarisation) qui peut modifier considéra blement la valeur de $\phi_{JJ}(0)$. Le facteur correctif $\frac{1}{1-R}$ correspondant a été calculé par Sternheimer [8]. On a finalement, suivant Rosén et Lindgren :

$$Q\ (\text{barn}) = \frac{1{,}06395\ 10^{-2}}{\langle r^{-3} \rangle_{np}\ (\text{u. Hartree})} \frac{1}{1-R}\ B(^2P_{3/2})\ (\text{MHz}) \qquad (8)$$

II.6 - Effet d'un champ magnétique externe

II.6.1 - Champ faible (effet Zeeman)

Lorsque l'interaction de l'atome avec un champ magnétique extérieur H_o produit une énergie beaucoup plus petite que l'énergie due à l'interaction hyperfine, on est dans le cas du champ faible. Le moment angulaire total $\vec{F}$ est toujours défini. Ce moment s'oriente dans le sens du champ et sa projection m_F sur $\vec{H}_o$ peut prendre les valeurs $m_F = F, F-1, \ldots, -F$.

L'énergie apportée par l'interaction peut se mettre sous la forme :

$$\Delta W_{F,H} = \mu_B H_o g_F m_F$$

où μ_B est le magnéton de Bohr

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} - g'_I \frac{F(F+1) - J(J+1) + I(I+1)}{2F(F+1)}$$

$g'_I = g_I \frac{m_e}{m_p}$ est généralement très petit si bien que

$$g_F \simeq g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)}$$

Les champs typiquement "faibles" pour les alcalins ont au plus une intensité de l'ordre de 10 gauss.

II.6.2 - Champ fort (effet Paschen-Back)

Si l'interaction avec le champ magnétique extérieur crée une énergie plus grande que l'énergie due à l'interaction hyperfine, on est dans le cas du champ fort. Les vecteurs $\vec{I}$ et $\vec{J}$ sont découplés et précessent autour de $\vec{H}_o$ de façon indépendante.

L'énergie de la structure hyperfine placée dans le champ extérieur est la somme des énergies dues aux couplages $(\vec{I}, \vec{H}o)$, $(\vec{J}, \vec{H}o)$ et $(\vec{I},\vec{J})$ soit :

$$W_{IJ} = \mu_B H_o g_J m_J - \mu_B H_o g'_I m_I + A m_I m_J$$

$$\simeq \mu_B H_o g_j m_J + A m_I m_J \qquad (9)$$

Le premier terme de (9) représente l'effet Zeeman dans une structure fine en multiplet caractérisée par J, le second sépare chaque niveau, caractérisé par m_J, en 2I+1 sous-niveaux, caractérisés par m_I. En définitive, la structure

hyperfine en champ fort devient symétrique autour du centre de gravité de la structure en champ nul.

En présence d'une interaction quadrupolaire, l'effet du champ fort se traduit par :

$$W_{H,Q} = \frac{B}{4} \frac{3m_J^2 - J(J+1)}{J(2J-1)} \frac{3m_I^2 - I(I+1)}{I(2I-1)}$$

II.6.3 - Zone intermédiaire - Diagramme de Breit-Rabi

Nous nous limitons au cas où il n'y a pas d'interaction quadrupolaire, plus précisément, au cas d'un doublet $^2S_{1/2}$. On peut montrer que l'énergie est donnée par :

$$\begin{cases} \Delta W_H = I \frac{\delta W_o}{(2I+1)} \pm \left(\frac{1}{2} g_J - I g'_I\right) \mu_B H_o \text{ si } m = \pm (I+\frac{1}{2}) \\ \Delta W_H = \frac{\delta W_o}{2(2I+1)} - m g'_I \mu_B H_o \pm \frac{\delta W_o}{2} \sqrt{1 + \frac{4m}{2I+1} x + x^2}, \text{ si } m = I-\frac{1}{2}, \ldots, -(I-\frac{I}{2}) \end{cases} \quad (10)$$

où $\delta W_o = A(I+\frac{1}{2})$ est l'énergie de séparation en champ nul de la structure hyperfine et où $x = \frac{g_J - g'_I}{\delta W_o} \mu_B H_o$

Les expressions (10) sont connues sous le nom de formule de Breit-Rabi La figure 2 représente l'évolution des sous-niveaux Zeeman d'un multiplet $^2S_{1/2}$ en présence d'un champ magnétique extérieur.

III - DEPLACEMENT ISOTOPIQUE

La variation des fréquences de résonance d'un isotope à un autre est appelée le déplacement isotopique. Deux causes sont à son origine: l'effet de masse et l'effet de volume.

III.1 - Effet de masse

Soient, $\vec{p}_1, \vec{p}_2, \ldots \vec{p}_i, \ldots \vec{p}_n$ les moments des différents électrons du système atomique, et $\vec{p}_e = \sum_i \vec{p}_i$ leur résultante. Par conservation du moment total, le moment du noyau est $\vec{p}_N = -\vec{p}_e$

$$= -\sum_i \vec{p}_i$$

L'énergie cinétique du noyau s'écrit donc : $T_N = \frac{p_N^2}{2M_N}$

$$= \left(\frac{\sum_i p_i}{2M_N}\right)^2$$

$$= \sum_i \frac{p_i^2}{2M_N} + \sum_{i<j} \frac{\vec{p}_i \vec{p}_j}{M_N}$$

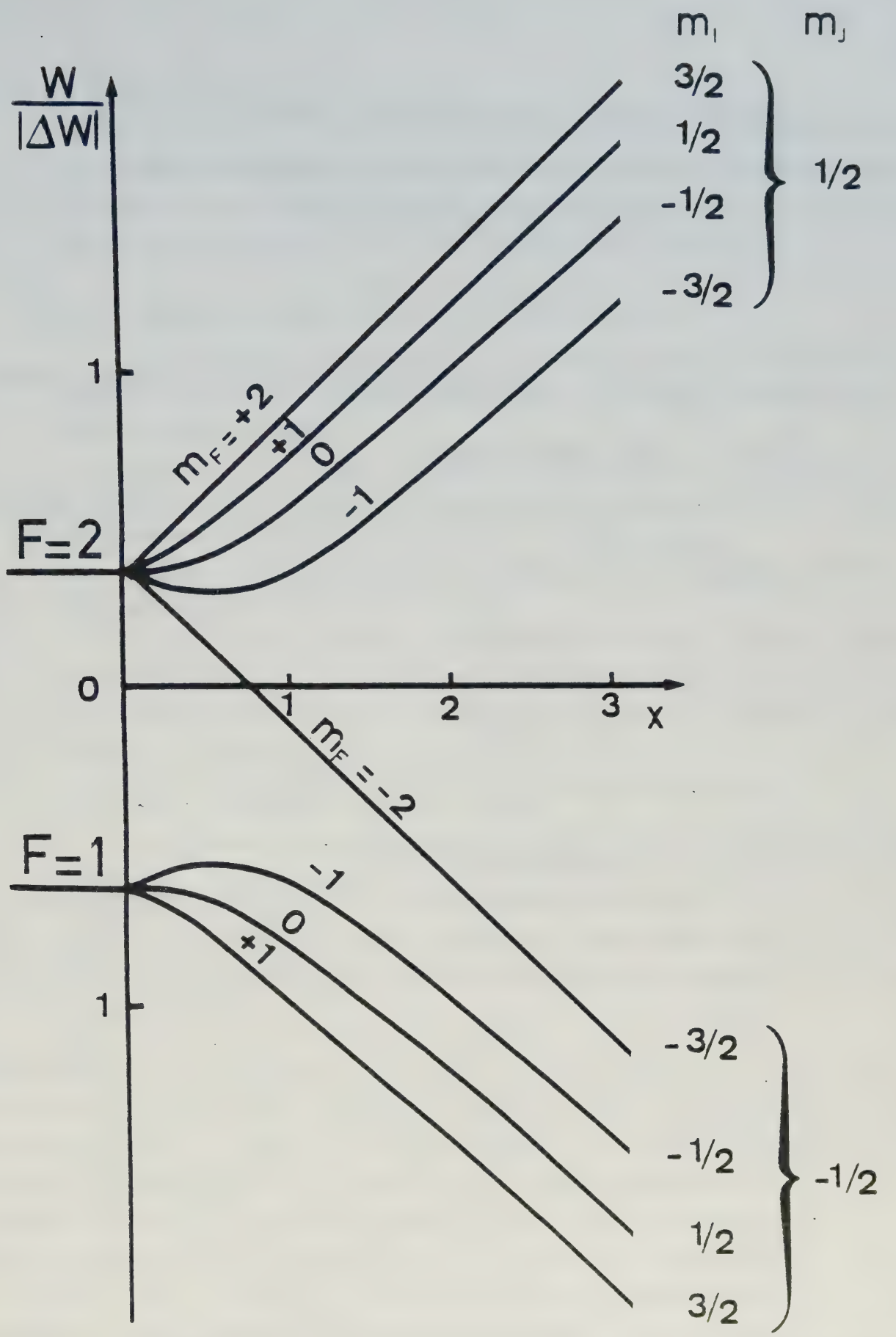


Fig. 2 Diagramme de Breit-Rabi : variation de l'énergie des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental en fonction du champ magnétique ($x = \frac{-\mu_J/J + \mu_I/I}{\Delta W} B$) pour un spin nucléaire I = 3/2 et un moment magnétique nucléaire μ_I positif.

L'énergie cinétique des électrons est simplement $T_e = \sum_i \frac{p_i^2}{2m_e}$

L'énergie cinétique totale du système atomique est donc :

$$T = \sum_i \frac{p_i^2}{2}\left(\frac{1}{M_N} + \frac{1}{M_e}\right) + \sum_{i<j} \frac{\vec{p}_i \vec{p}_j}{M_N}$$

$$= \frac{1}{\mu} \sum_i \frac{1}{2} p_i^2 + \frac{1}{M_N} \sum_{i<j} \vec{p}_i \vec{p}_j \qquad (11)$$

où $\mu = \left(\frac{1}{M_N} + \frac{1}{M_e}\right)^{-1}$ est la masse réduite du système noyau + électron.

III.1.1 - Effet normal de masse

Le premier terme de (11) est celui de l'effet de masse normal.

On peut montrer [3] qu'entre deux isotopes de masse M_1 et M_2, la différ d'énergie de la transition de fréquence ν est

$$\Delta E = m_e \nu \frac{M_2 - M_1}{M_1 M_2} \qquad (12)$$

soit :

$$\Delta E = K_n \Delta\left(\frac{1}{M}\right)$$

K_n est la constante d'effet normal de masse.

III.1.2 - Effet spécifique de masse

L'analyse des termes croisés en $\vec{p}_i$ et $\vec{p}_j$ est beaucoup plus complexe. Ceux-ci décrivent l'interaction entre les électrons orbitaux. Notons que l'effet de masse (effet de Bohr + effet spécifique) est prépondérant dans le cas des atomes légers (Li, Na) et devient négligeable pour les plus lour (Cs, Fr). Ce terme a aussi une dépendance en $\frac{1}{M}$: $\Delta E = K_s \Delta(\frac{1}{M})$.

De façon purement théorique, des calculs du type Hartree-Fock ont été utilisés [9,10]. Les résultats ne sont pas encore en bon accord avec les mesur effectuées sur les élements légers (où l'effet de volume est négligeable). Une manière de déterminer cet effet de façon expérimentale est de mesurer l variation du carré moyen du rayon de charge par une méthode absolue, comme diffusion d'électrons, ou le rayonnement X électronique ou muonique. Malheureusement ces méthodes exigent l'existence de deux isotopes stables a moins ce qui n'est pas le cas ni pour le sodium ni pour le césium, ni pour le francium.

Il est également possible de faire une analogie avec le spectre des alcalino-terreux une fois chargés, pour lesquels plusieurs isotopes stables existent souvent. L'accord avec le déplacement des rayons X muoniques est bon dans le cas du rubidium où les deux évaluation ont été faites [11,12].

III.2 - Effet de volume

L'interprétation quantitative de l'effet de volume est beaucoup plus complexe que celle de l'effet de masse. Les hypothèses simplificatrices suivantes seront posées :

i) le calcul est fait pour un atome avec un électron s célibataire,

ii) la densité de charge électronique à l'intérieur du noyau est supposée constante et égale à ψ_o^2.

iii) Le terme d'interaction introduit sera suffisamment faible pour être traité comme une perturbation.

En ne considérant que des distributions de charge à symétrie sphérique, Breit et Rosenthal [13] montrent que le déplacement qui résulte des variations de volume d'un isotope à l'autre est proportionnel à la variation du carré moyen du rayon de charge $\langle r^2 \rangle = \int r^2 \rho_n \, d\tau$

où ρ_n est la densité de charge du noyau.

Un traitement théorique postérieur à celui de Breit et Rosenthal, par Babushkin [14], évite le passage par la méthode des perturbations. Les résultats de Babushkin rejoignent ceux de Breit et Rosenthal quand on passe à l'approximation non relativiste. Quand le noyau n'a pas la symétrie sphérique, un terme correctif est introduit, tenant compte du paramètre de déformation β, en posant [15]

$$\langle r^2 \rangle = \langle r^2 \rangle_{sph} \left(1 + \frac{5}{4\pi} \langle \beta^2 \rangle\right)$$

Dans un article de revue, Heilig et Steudel [16] relient explicitement l'effet de volume du déplacement isotopique et la variation du carré moyen du rayon de charge. Par la suite, nous suivrons toujours leur démarche et nous allons simplement rappeler les formules essentielles :

$$\begin{aligned} \delta\nu_{vol} &= E \; f(Z) \; \delta\langle r^2 \rangle \\ &= F \; \delta\langle r^2 \rangle \end{aligned} \qquad (13)$$

E est un facteur purement électronique et f(Z) ne dépend que de l'élément considéré. E est donné par :

$$E = \frac{\pi a_o^3}{Z} \beta_e \psi_o^2 \qquad (14)$$

a_o est le premier rayon de Bohr, β_e est un facteur d'écran, calculé par des méthodes Hartree-Fock[10]. ψ_o^2 est déterminé à partir de la structure hyperfine du niveau fondamental $^2S_{1/2}$[3]. f(Z) est relié à la constante $C_{unif.}^{A_1,A_2}$, déterminée par Breit et Rosenthal ou par Babuskhin, par :

$$f(Z) = \frac{5}{2}\left(\frac{A_1+A_2}{2}\right)^{1/3} \frac{1}{R_o^2} \frac{1}{A_2-A_1} C_{unif}^{A_1,A_2} \qquad (15)$$

pour deux isotopes de nombre de masse A_1 et A_2, avec R_o = 1,2 fm.

III.3 - Résumé de la relation entre la variation de $\langle r^2 \rangle$ et le déplacement isotopique.

En conclusion, le déplacement isotopique se ramène à la somme de deux composantes : $\delta\nu = \delta\nu_{masse} + \delta\nu_{volume}$

L'effet de masse est lui-même la somme de l'effet normal de masse et de l'effet spécifique de masse. L'effet normal de masse est aisément calculable (Cf. éq. 14).

L'effet spécifique est plus difficile à évaluer. Si l'on a réussi à l'estimer l'effet de volume se déduit immédiatement du déplacement isotopiqu mesuré. On peut alors déterminer $\delta\langle r^2 \rangle = \frac{\Delta\nu_{vol}}{Ef(Z)}$ en calculant les expressions (14) et (15) de E et f(Z), comme indiqué précédemment.

C H A P I T R E I I I

METHODE DE MESURE

I - INTRODUCTION

Pour pouvoir accéder aux grandeurs que nous venons de présenter, il faut pouvoir reconstituer les structures hyperfines des deux niveaux atomiques (niveau fondamental et niveau de résonance) intervenant dans la transition optique étudiée. Dans le cas d'un élément léger comme le sodium, la structure hyperfine du niveau fondamental excède rarement 2,5 GHz tandis que celle du niveau excité $P_{1/2}$ est de l'ordre de 200 MHz. D'autre part, seules les méthodes de spectroscopie optique permettent de mesurer le déplacement isotopique. Diverses méthodes ont été développées concurremment. Dans les plus anciennes la lumière interagissait avec les atomes contenus dans une cellule à l'état de vapeur. A cause de l'effet Doppler, les raies sont fortement élargies et la structure hyperfine de l'atome est rarement résolue. La précision sur la mesure du déplacement isotopique est au mieux de l'ordre de la centaine de mégahertz. Ceci est suffisant pour un élément lourd comme le mercure, mais est trop important pour les isotopes plus légers comme le cadmium par exemple.

Les méthodes utilisant des jets atomiques alliées au développement des lasers accordables ont permis de s'affranchir de l'effet Doppler. On peut soit le rendre très petit (spectroscopie sur jets croisés) soit au contraire en tirer parti au maximum (spectroscopie colinéaire) [17].

Nous avons utilisé la méthode de spectroscopie sur jets croisés : un jet atomique thermique croise à angle droit le faisceau lumineux. L'élargissement Doppler est réduit en augmentant la collimation des faisceaux, tandis que le déplacement Doppler est nul si les faisceaux sont rigoureusement orthogonaux.

La détection des transitions peut être effectuée en observant la lumière de fluorescence [18]. Cependant, nous avons préféré utiliser une méthode de filtrage magnétique, mise au point par H.T. Duong et J.L. Vialle [19], spécifique des atomes paramagnétiques. Elle permet de détecter le pompage optique induit dans le niveau fondamental par les résonances optiques. Elle a l'avantage de pouvoir être combinée à des excitations radiofréquences modifiant le pompage entre les niveaux du multiplet fondamental et permet ainsi de mesurer des spins et des intervalles hyperfins, dans le niveau fondamental ou dans le niveau excité. Les atomes sont filtrés par un champ magnétique à fort gradient et la détection des résonances est ensuite effectuée en comptant les atomes, et non plus les photons. Les alcalins représentent pour plusieurs raisons, les candidats idéaux pour ce type de détection. D'une part, leur niveau fondamental a un moment angulaire faible mais non nul (J=1/2), d'autre part ce sont des atomes aisément détectables (détection par ionisation de surface).

En 1974, G. Huber et al. ont étudié de cette manière les isotopes du sodium dont les nombres de masse allaient de 21 à 25 [20,21]. Après ces expériences préliminaires, la méthode a été appliquée systématiquement aux alcalins, là où des faisceaux d'atomes radioactifs étaient disponibles [6,22-26].

Dans le premier paragraphe, nous allons décrire cette méthode, puis nous verrons comment la combinaison avec des excitations radiofréquence a permis de l'étendre à la mesure des spins et d'améliorer dans certains cas la précision des mesures de structure hyperfine.

II - MESURES OPTIQUES

Dans ce qui suit, nous allons exposer qualitativement le principe du pompage optique et de la détection magnétique. Le calcul quantitatif de ces effets se trouve dans la thèse de J.L. Vialle [28].

II.1 - Polarisation d'un jet atomique par un faisceau laser. Pompage optiqu

Rappelons tout d'abord que toute transition entre deux niveaux hyperfi de deux multiplets différents se fait avec la règle de sélection :

$$\Delta F = 0, \pm 1$$

la transition $F = 0 \rightarrow F' = 0$ étant interdite (les lettres accompagnées d'un signe "prime" se rapporteront toujours à l'état excité). Considérons le cas d'un atome alcalin dont le noyau a un spin I et envisageons les transitions entre le niveau fondamental $^2S_{1/2}$ et le niveau excité $^2P_{3/2}$ (raie D_2) (Fig. 3).

Les six transitions indiquées, numérotées de 1 à 6, sont autorisées.

Dans un jet atomique thermique, dont la température est typiquement de l'ordre de 2000°K, les électrons sont répartis suivant les poids statistiques des niveaux hyperfins du fondamental $F = I \pm 1/2$, et eux seuls. En effet, prenons le cas du rubidium 87 par exemple. La séparation des niveaux hyperfins du fondamental est :

$$\Delta\nu_{hfs} \simeq 6835 \text{ MHz}$$ [27]

correspondant à un écart en énergie :

$$\Delta E_{hfs} = h\,\Delta\nu_{hfs}$$
$$\simeq 4{,}51\ 10^{-17} \text{erg}$$

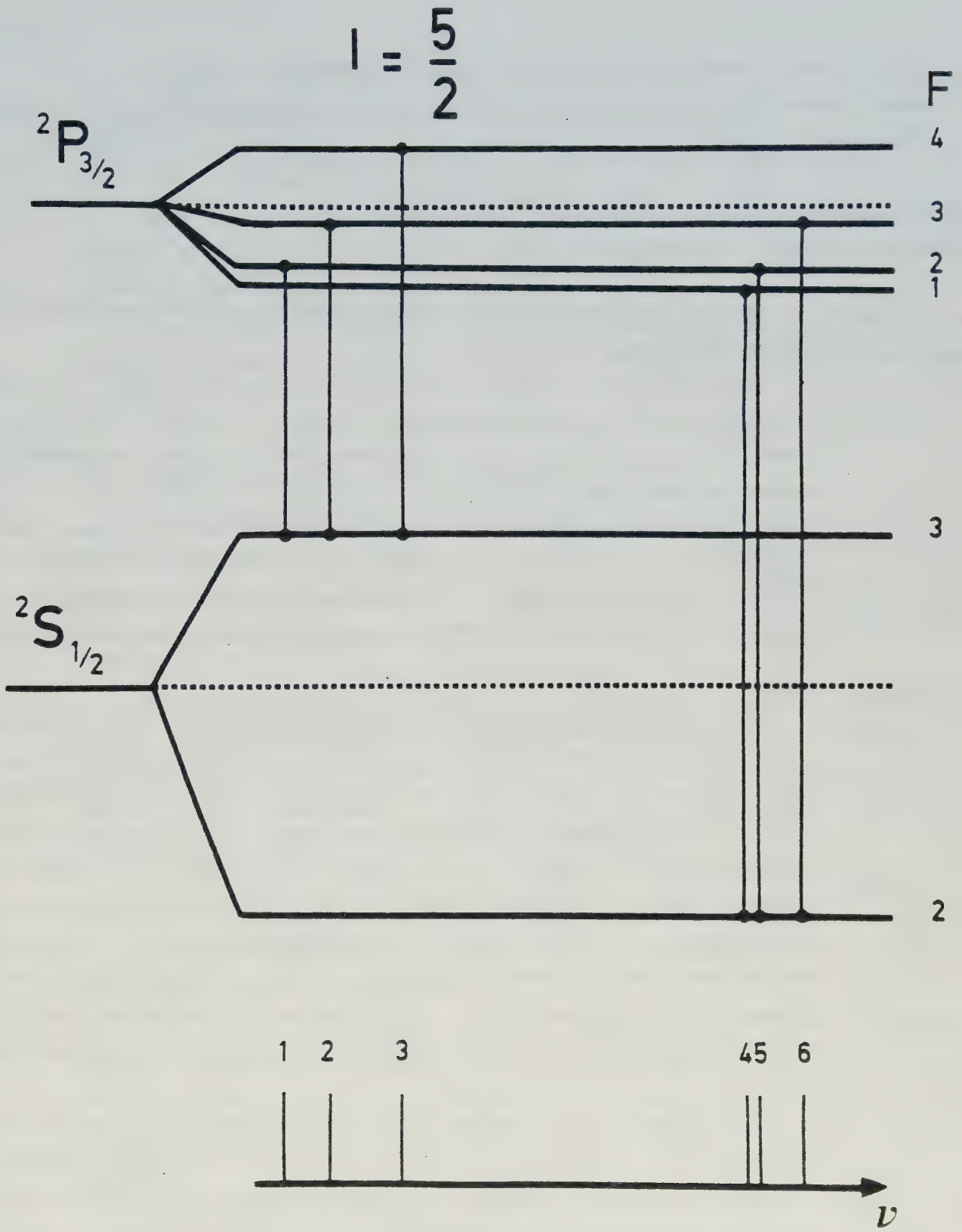


Fig.3 Transitions induites entre le niveau fondamental $^2S_{1/2}$ et le niveau excité $^2P_{3/2}$ (raie D2)dans le cas d'un spin nucléaire I = 5/2. Les résonances correspondantes sont indiquées.(voir le texte).

On a alors : $\frac{\Delta E}{kT} \simeq 1{,}6\ 10^{-4}$ pour T = 2000°K

Par contre l'écart entre le niveau fondamental $^2S_{1/2}$ et le niveau excité $^2P_{3/2}$ est :

$$\Delta\nu_{opt} \simeq 3{,}85\ 10^{14}\ \text{Hz}$$

d'où : $$\frac{\Delta E_{opt}}{kT} \simeq 9{,}2$$

On peut en déduire que le niveau excité n'est pas peuplé par l'agitation thermique.

Supposons que le laser soit accordé sur la transition 1. Un atome initialement dans le niveau hyperfin $^2S_{1/2}$ (F = I + 1/2) est excité sur le niveau $^2P_{3/2}$ (F' = I - 1/2). En se désexcitant, il peut, en accord avec les règles de sélection, retomber sur les niveaux $^2S_{1/2}(F=I+1/2)$ ou $^2S_{1/2}(F=I-1$ Dans le premier cas, la lumière laser peut l'exciter à nouveau vers $^2P_{3/2}(F'=I-1/2)$ tandis que le niveau $^2S_{1/2}(F=I-1/2)$ est un niveau "piège". Au bout d'un certain temps, la plupart des atomes sont mis dans le niveau hyperfin $^2S_{1/2}(F=I-1/2)$. Il y a eu pompage optique hyperfin du niveau $^2S_{1/2}(F=I+1/2)$ vers le niveau $^2S_{1/2}(F=I-1/2)$.

Le phénomène est le même pour les transitions 2, 5 et 6. Les transitio 3 et 4 atteignant les niveaux $^2P_{3/2}(I\pm3/2)$, la désexcitation ne peut ne faire que vers le niveau de départ $^2S_{1/2}(I\pm1/2)$ et il ne se produit pas de pompage optique hyperfin. Supposons maintenant que la lumière soit polarisé circulairement. Le sens de la polarisation est défini par rapport à un axe de quantification, perpendiculaire au plan de polarisation. Cet axe est matérialisé par un champ magnétique uniforme extérieur H_o. Le choix du sens de polarisation permet de favoriser soit les transitions entre sous-niveaux Zeeman pour lesquelles s'applique la règle de sélection $\Delta m_F = -1$ (polarisation σ^-), soit celles pour lesquelles $\Delta m_F = +1$ (lumière polarisée σ^+).

Pratiquement, la polarisation circulaire est obtenue en introduisant une lame quart-d'onde sur le trajet de la lumière. La désexcitation se fait par émission spontanée avec les règles de transition classiques, soit $\Delta F = 0, \pm 1$, $\Delta m_F = 0, \pm 1$ (mais $\Delta F = 0$, $m_F = 0 \not\rightarrow m_F = 0$ sont interdites).

La figure 4 montre que pour la lumière polarisée σ^- induisant la transition 2, décrite ici pour I = 3/2, sont peuplés préférentiellement les sous niveaux $^2S_{1/2}\ |F,m_F>$ suivants: $|2, -2>$, $|1, \overset{-1}{0}_{1}>$.Ces niveaux sont dits "niveaux pièges".

Dans le cas de la transition 3, une polarisation σ^- peuplera le sous niveau $|F = 2, m_F = -2>$ tandis que la polarisation σ^+ peuplera préférentiellement le sous-niveau $|2, 2>$ (Fig. 5).

Nous allons voir dans le paragraphe suivant comment notre méthode de détection permet de détecter aussi cette transition (effet dit "de pompage Zeeman").

II.2 - Détection par un champ magnétique inhomogène.

Si le champ magnétique extérieur passe progressivement de la zone où il est faible et uniforme à une région de champ fort, la transition entre l'effet Zeeman et l'effet Paschen-Back se fait de façon adiabatique, c'est à dire sans changement de sous-niveau dans le diagramme de Breit-Rabi (Fig. 2).

En zone de champ fort, I et J sont découplés et m_I et m_J deviennent les "bons" nombres quantiques de l'hamiltonien hyperfin. Qualitativement, la figure 2 montre que les atomes ayant $m_J = +1/2$ vont être "attirés" par les faibles champs magnétiques, où leur énergie est minimum tandis que les atomes ayant $m_J=-1/2$ vont être "attirés" par les champs forts.

Si la région de champ fort est créée par un aimant multipolaire à symétrie axiale, les atomes de $m_J=+1/2$ se dirigeront vers l'axe et pourront être focalisés tandis que ceux de $m_J=-1/2$ auront tendance à se rapprocher des pôles et seront défocalisés.

J.L. Vialle [28] présente une étude comparative des divers champs inhomogènes utilisables. Il conclut que dans la plupart des cas qui nous intéressent, l'emploi d'un aimant hexapolaire est le plus avantageux. Il présente également le calcul de l'amplitude et de la largeur des signaux que l'on peut attendre.

Nous allons montrer qualitativement quel est le signe et l'amplitude du signal que l'on peut espérer pour les différente transitions en raisonnant sur l'exemple illustré Fig. 4 où I = 3/2. Les résultats obtenus sont qualitativement valables pour $I \geqslant 3/2$.

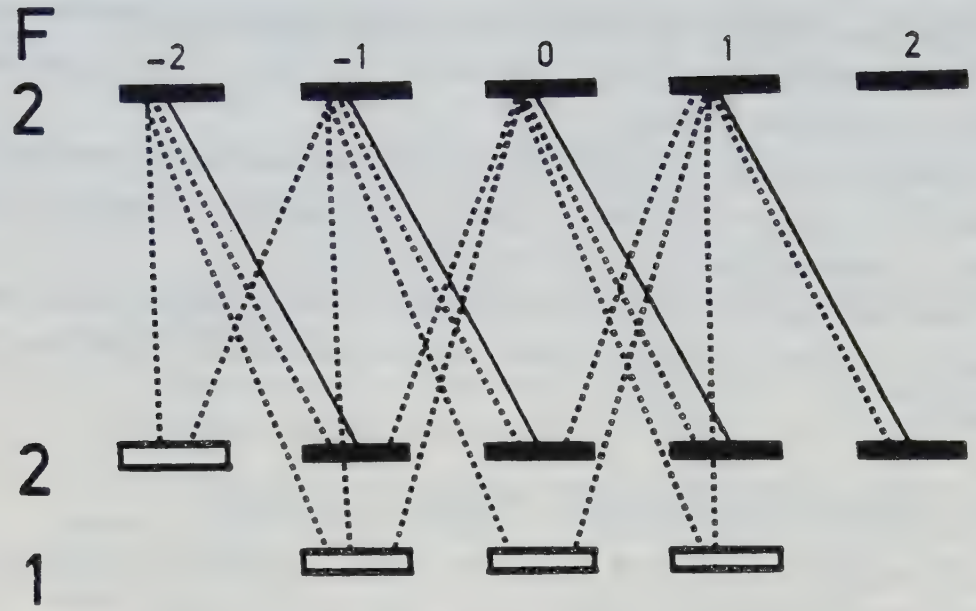


Fig.4 Pompage optique en présence d'un champ magnétique faible, dans le cas d'un spin nucléaire I = 3/2. Les sous-niveaux Zeeman sont caractérisés par m_F. Les niveaux "pièges", d'où une transition ne peut plus être induite, sont marqués en blanc. Les excitations laser sont en traits pleins, les désexcitations par émission spontannée en pointillés. La lumière est polarisée σ^-.

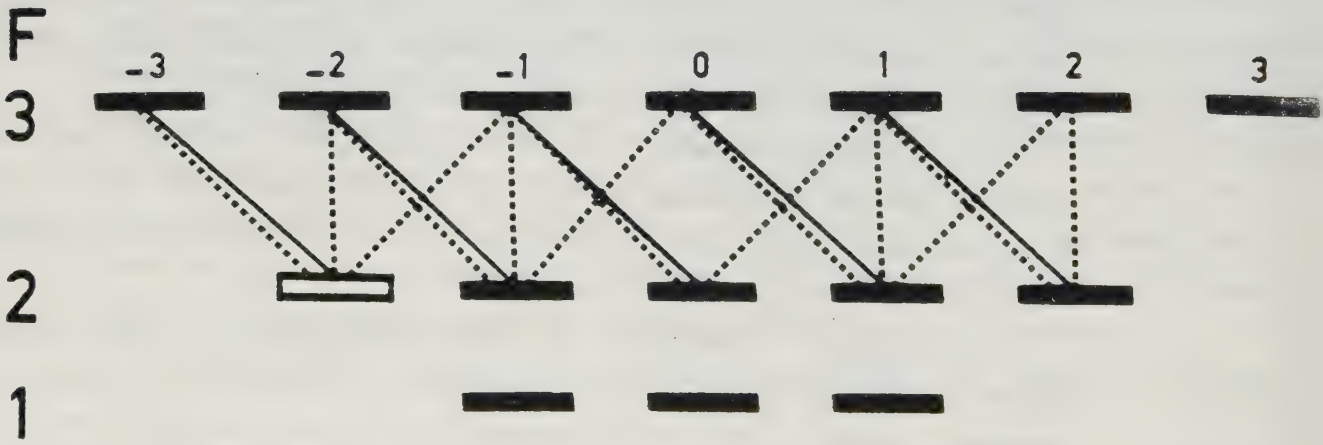


Fig. 5 Même que la figure 4, mais dans le cas de la transition F=I+1/2 F'=I+3/2. Il n'y a pas de pompage optique hyperfin.

Supposons d'abord que l'aimant hexapolaire est parfait, c'est à dire que les atomes de $m_J = +1/2$ sont tous focalisés tandis que ceux de $m_J = -1/2$ sont tous défocalisés. En l'absence de résonance optique, l'aimant focalise la moitié des atomes. En première approximation, si l'on ne tient pas compte de la polarisation de la lumière, les transitions 1 et 2 donnent naissance à un pompage optique vers le niveau ($^2S_{1/2}$, F = 1) dont tous les sous-niveaux sont défocalisés. Le signal observé est donc négatif.

Les transitions 5 et 6 donnent naissance à un pompage optique vers le niveau ($^2S_{1/2}$, F = 2) dont 4 sous-niveaux sur 5 sont focalisés. Le signal observé est donc positif. Les transitions 3 et 4 sont inobservables.

En lumière polarisée σ^- ou σ^+, il faut aussi considérer les niveaux "pièges" supplémentaires appartenant à F = 1 pour les transitions 1, 2 et 3 et à F = 2 pour les transitions 5 et 6 (Fig. 5).

Le tableau I résume pour chaque transition et chaque type de polarisation quels sont les niveaux, désignés par (F, m_F, ε) — où $\varepsilon = \pm$ suivant que $m_J = \pm 1/2$ — qui se dépeuplent et quels sont ceux qui se peuplent, ainsi que l'amplitude maximale que l'on peut espérer pour le signal. On voit donc que la transition 3 est la seule à donner un signal dont le signe dépende de celui de la polarisation de la lumière, ce qui permet de l'identifier facilement. En général, on utilisera la lumière σ^- pour les transitions 1, 2 et 3 et σ^+ pour les transitions 5 et 6 de manière à avoir l'amplitude de signal la plus grande possible.

Tous les sous-niveaux de $^2S_{1/2}$(F = I-1/2) ayant $m_J = -1/2$ en champ fort, la transition 4 : $^2S_{1/2}$ (F=1) → $^2P_{3/2}$(F=0) ne peut être détectée. Cependant, nous verrons, à propos de l'étude du francium, que, à cause de la grande structure hyperfine du fondamental, le champ hexapolaire ne peut plus alors être considéré comme un champ fort. La situation est beaucoup plus complexe et doit être regardée séparément pour chaque sous-niveau Zeeman : par exemple, les atomes dans le sous-niveau $|1, -1\rangle$ sont focalisés au lieu d'être défocalisés. La transition F = 1 → F' = 0 peut alors être observée et se présente sous la forme d'un signal positif en lumière σ^- et d'un signal négatif en lumière σ^+. Cette possibilité supplémentaire par rapport à la détection en champ fort est contrebalancée par un plus faible rapport signal sur fond pour toutes les autres composantes hyperfines, et donc une difficulté accrue à détecter les transitions.

Trans.	polarisation σ^-			polarisation σ^+		
	niveaux		signal	niveaux		signal
	dépeuplés	peuplés		dépeuplés	peuplés	
1 F=I+1/2 F'=I-1/2	(2, 2,+) (2, 1,+) (2, 0,+)	(2,-2,-) (2,-1,+) (1,-1,-) (1, 0,-) (1, 1,-)	nég. <3/4	(2, 0,+) (2,-1,+) (2,-2,-)	(2, 2,+) (2, 1,+) (1,-1,-) (1, 0,-) (1, 1,-)	nég. <2/4
2 F=I+1/2 F'=I+1/2	(2, 2,+) (2, 1,+) (2, 0,+) (2,-1,+)	(2,-2,-) (1,-1,-) (1, 0,-) (1, 1,-)	nég. 4/4	(2, 1,+) (2, 0,+) (2,-1,+) (2,-2,-)	(2, 2,+) (1,-1,-) (1, 0,-) (1,-1,-)	nég. <3/4
3 F=I+1/2 F'=I+3/2	(2, 2,+) (2, 1,+) (2, 0,+) (2,-1,+)	(2,-2,-)	nég. 4/4	(2, 1,+) (2, 0,+) (2,-1,+) (2,-2,-)	(2, 2,+)	nég. 1/4
4 F=I-1/2 F'=I-1/2	(1, 1,-)	(1,-1,-) (1, 0,-)	néant	(1,-1,-)	(1, 1,-) (1, 0,-)	néant
5 F=I-1/2 F'=I-1/2	(1, 0,-) (1,-1,-)	(1,-1,-) (2, 1,+) (2, 0,+) (2,-1,+) (2,-2,-)	pos. < 2/4	(1;-1,-) (1, 0,-)	(1, 1,-) (2, 2,+) (2, 1,+) (2, 0,+) (2,-1,+)	pos. < 2/4
6 F=I-1/2 F'=I+1/2	(1,-1,-) (1, 0,-) (1, 1,-)	(2, 1,+) (2, 0,+) (2,-1,+) (2,-2,-)	pos. < 3/4	(1,-1,-) (1, 0,-) (1, 1,-)	(2, 2,+) (2, 1,+) (2, 0,+) (2,-1,+)	pos. 3/4

Table I

Les sous-niveaux Zeeman sont désignés par (F, m_F, m_J) .On a pris le cas I=3/2 .

III - MESURES DES SPINS

Nous avons vu que l'interaction avec un champ magnétique extérieur faible décomposait chaque niveau au fondamental $^2S_{1/2}$ en sous-niveaux Zeeman caractérisés par le nombre quantique m_F. L'écart d'énergie de ces sous-niveaux par rapport au niveau hyperfin est donné par :

$$\Delta W = \mu_B H_o g_F m_F$$

avec $g_F = g_J \dfrac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)}$

Si nous pouvons mesurer l'écart entre deux sous-niveaux Zeeman adjacents d'un même niveau hyperfin pour une valeur fixée du champ, nous déterminons :

$$\delta(\Delta W) = \frac{2 \mu_B H_o}{2I + 1}$$

Cet écart est petit, de l'ordre du mégahertz pour des champs de l'ordre de 5 gauss.

On accorde la fréquence du laser sur la transition 3 : $^2S_{1/2}(F=I+1/2) \rightarrow {}^2P_{3/2}(F'=I+3/2)$ en polarisation σ^-. Le niveau $^2S_{1/2}(F=I+1/2, m_F=-I-1/2)$ est peuplé préférentiellement et on a un signal négatif. Si l'on applique un champ radiofréquence dans la zone d'interaction, de fréquence égale à celle séparant deux sous-niveaux Zeeman adjacents, la surpopulation du sous-niveau $m_F=-I-1/2$ tend à être redistribuée également dans tous les sous-niveaux de $(F=I+1/2)$, détruisant ainsi le pompage Zeeman qui avait été induit (Fig. 6). Pratiquement, on fixe arbitrairement $\delta(\Delta W)$ et on balaye pas à pas le champ jusqu'à trouver la destruction de la résonance. L'étalonnage du champ se fait en effectuant l'expérience pour un isotope de spin nucléaire connu (Fig. 7). La mesure peut aussi se faire à partir de la transition $^2S_{1/2}(F=I+1/2) \rightarrow {}^2P_{1/2}$ $(F=I+1/2)$, dans la raie D_1. Le principe est le même mais le pompage Zeeman étant moins efficace, la modulation du signal dû à l'introduction de la radiofréquence est plus faible.

IV - MESURES RADIOFREQUENCES

A cause de la largeur des résonances observées en spectroscopie optique, due à la largeur naturelle du niveau excité et surtout à l'élargissement Doppler résiduel, l'étude de certaines structures est difficile : les pics peuvent être mal résolus et une déconvolution des différentes composantes

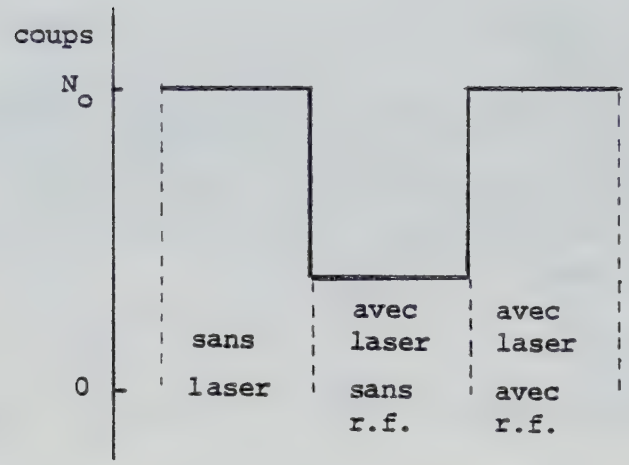


Fig. 6 Mesure du spin nucléaire. Le laser est accordé sur la transition F=I+1/2 F'=I-1/2. La radiofréquence correspond à l'intervalle entre deux sous-niveaux Zeeman.

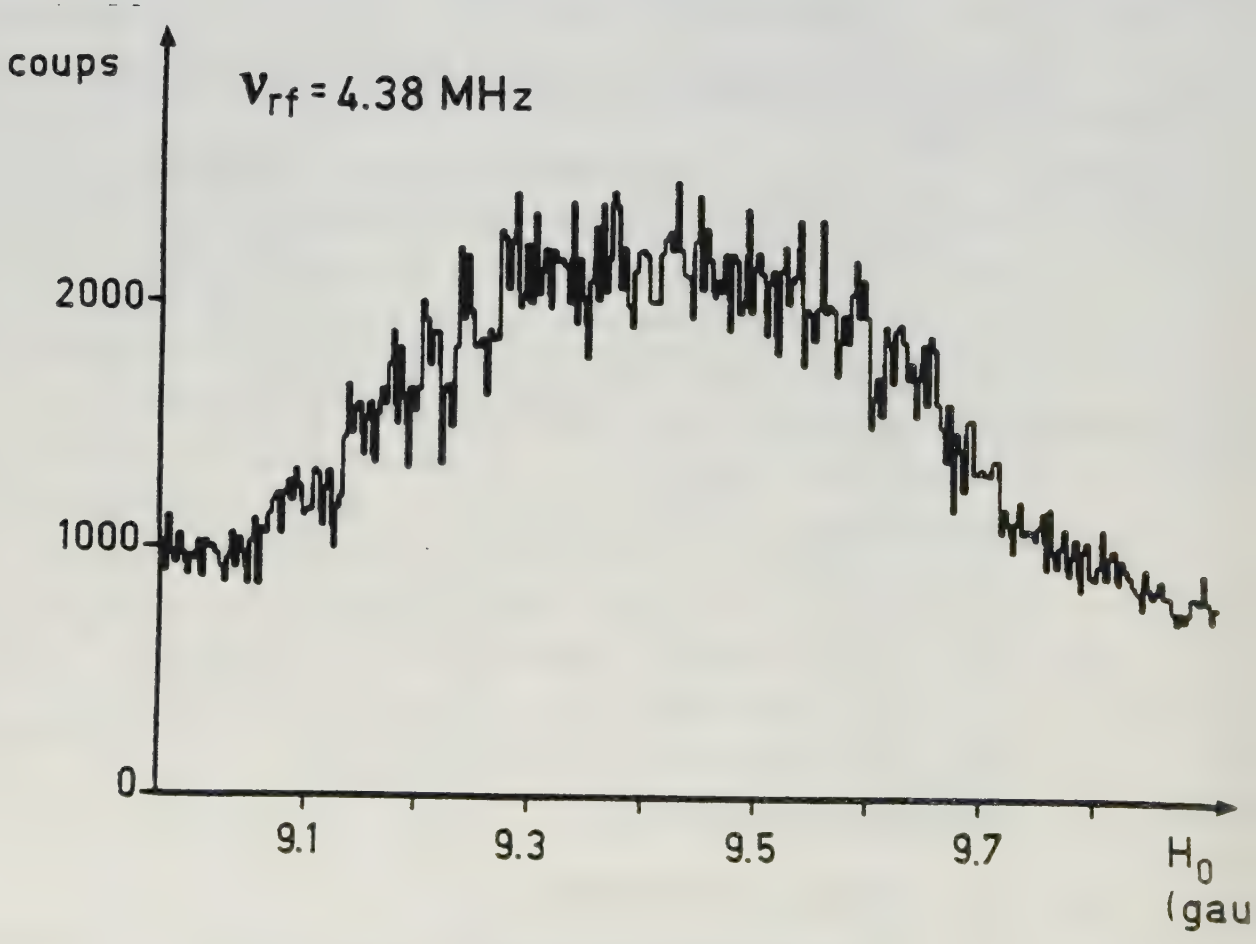


Fig. 7 Signal de résonance magnétique dans le cas d'atomes dont le spin nucléaire vaut 5/2 (^{25}Na).
Une variation d'une unité pour le spin correspond à une variation de 3.1 gauss pour le champ H_o.

est nécessaire. Ceci se fait au détriment de la précision sur les facteurs spectroscopiques. Les transitions radiofréquences, qui sont pratiquement exemptes de tout élargissement Doppler, peuvent permettre de mesurer avec une très grande précision l'écart entre les niveaux hyperfins de l'état fondamental [4] ou de l'état excité (Réf. 29 et références citées).

IV.1 - Mesure de la structure hyperfine de l'état fondamental

Comme pour la mesure du spin nucléaire, la méthode que nous utilisons repose sur la destruction par une radiation radiofréquence de la polarisation induite par le faisceau laser. Mais ici, la radiation radiofréquence induit des transitions non plus entre des sous-niveaux Zeeman d'un même niveau hyperfin mais entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental. Notre méthode est très semblable à la méthode bien connue de résonance magnétique de Rabi. Dans celle-ci, la sélection initiale des atomes correspondant à une valeur de m_J donnée, s'effectue par un aimant à gradient de champ [4] alors que dans notre méthode, nous utilisons la lumière du laser pour peupler préférentiellement un des niveaux de l'état fondamental $^2S_{1/2}$. Pour le reste, les deux méthodes sont identiques.

Supposons que la fréquence de la lumière soit accordée sur une des transitions effectuant un pompage optique vers le niveau $^2S_{1/2}(F=I-1/2)$. Nous obtenons donc un signal négatif. Si on applique un champ électromagnétique r.f. dont la fréquence est exactement celle séparant les deux niveaux de l'état $^2S_{1/2}$, les populations s'égalisent, le signal est détruit et l'intensité redevient ce qu'elle était en l'absence de lumière.

Pratiquement, on opère en présence d'un faible champ magnétique H_o qui définit l'axe de quantification. On observe alors une série de résonances séparées et équidistantes, réflétant la structure Zeeman. Cette structure est visible même pour un champ magnétique H_o très faible (0,1 gauss) compte tenu de la très faible largeur des résonances (de l'ordre de 500kHz). De plus, la présence du champ de fuite de l'hexapôle fait que le champ magnétique statique n'est pas tout à fait perpendiculaire au chmap magnétique radiofréquence, de sorte que non seulement les transitions avec $\Delta m_F = \pm 1$ mais également les transitions avec $\Delta m_F = 0$ sont observables (Fig. 8). On peut identifier les différentes résonances en supprimant le champ de polarisation H_o. Il ne reste alors que les transi-

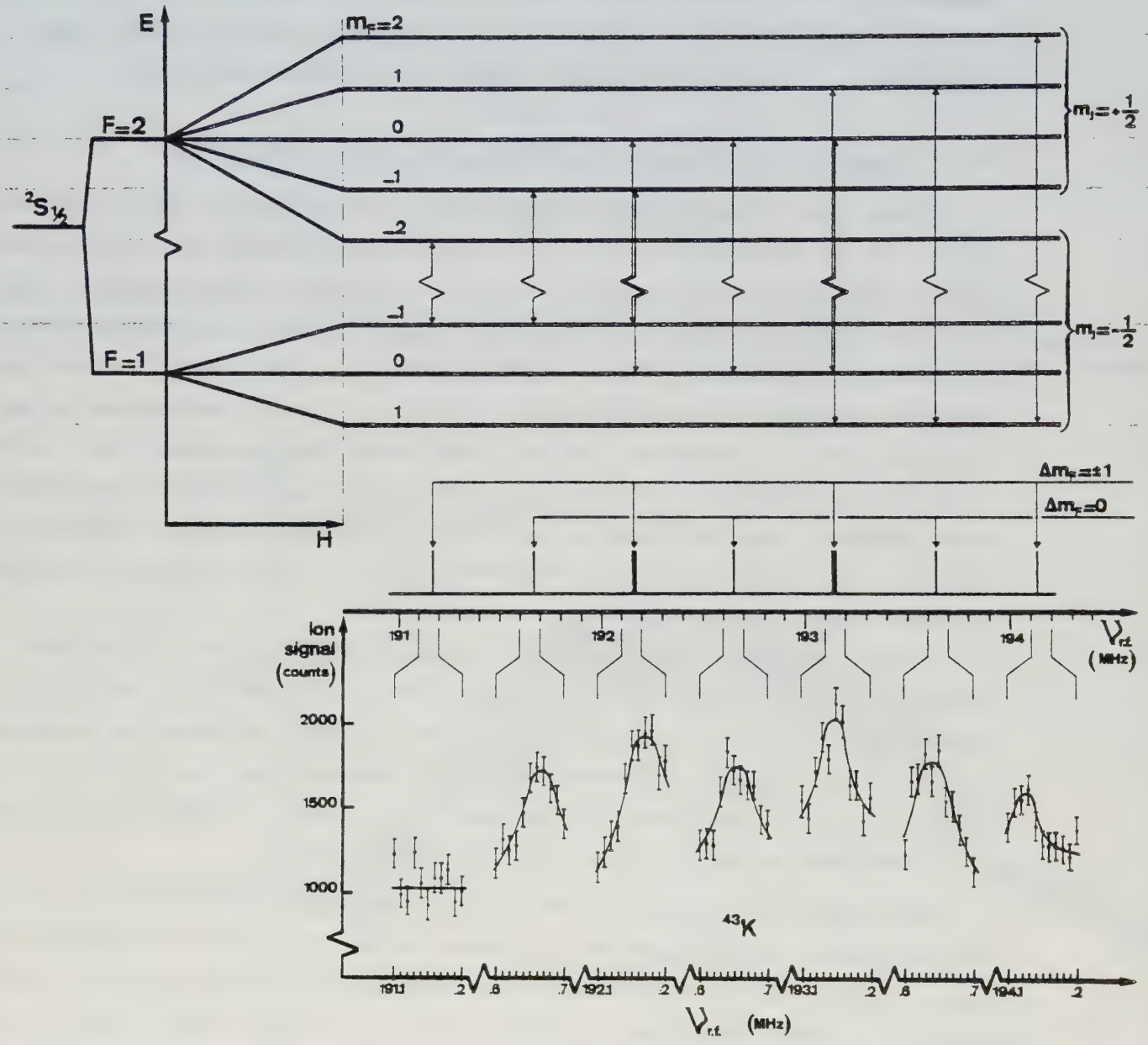


Fig. 8 Mesure de l'intervalle hyperfin du niveau fondamental du potassium 43 (I=3/2).

Les pics de résonance sont présentés avec une échelle très dilatée, indiquée au bas de la figure.

La transition $|F=1, m_F=-1\rangle \rightleftarrows |F=2, m_F=-2\rangle$ n'est pas observable car elle ne provoque pas de changement de la valeur de m_J.

tions avec $\Delta m_F = 0$. La séparation des deux niveaux $^2S_{1/2}(F=I\pm 1/2)$ a été ainsi mesurée de façon très précise.

IV.2 - Double résonance dans l'état excité.

Le principe de la mesure est toujours de créer une différence de populations entre deux niveaux hyperfins d'un même multiplet et de modifier cette inégalité par une transition dipolaire magnétique. La transition hyperfine la plus adaptée à cette méthode est encore une fois celle qui va du niveau fondamantal $|^2S_{1/2}\ F=I+1/2\rangle$ au niveau supérieur $|^2P_{3/2}\ F=I+3/2\rangle$. En effet, cette transition ne présentant pas de pompage optique hyperfin, les atomes excités retombent sur le niveau de départ. De ce fait, à fréquence laser fixe, le même atome peut effectuer de multiples fois la même transition ; à la limite, avec une forte intensité lumineuse, il peut passer la moitié du temps d'interaction dans le niveau excité au cours du processus excitation-désexcitation. Si l'on induit par radiofréquence la transition dipolaire magnétique dans le niveau $^2P_{3/2}$, $F=I+3/2 \rightarrow F=I+1/2$, l'atome qui passe de l'état $F=I+3/2$ à l'état $F=I+1/2$ peut se désexciter alors soit vers le niveau de départ $|^2S_{1/2}, F=I+1/2\rangle$, soit vers l'autre niveau hyperfin du fondamental $|^2S_{1/2}, F=I-1/2\rangle$, d'où il ne sera plus excité par la lumière laser de fréquence fixe, accordée sur la transition $|^2S_{1/2}\ F=I+1/2\rangle \leftrightarrow |^2P_{3/2}, F=I+3/2\rangle$. Dans ce niveau hyperfin $|^2S_{1/2}, F=I-1/2\rangle$, l'atome est défocalisé par l'hexapôle et le signal observé est négatif.

En pratique, on accorde d'abord le laser sur la transition $|^2S_{1/2}(F=I+1/2) \rightarrow |^2P_{3/2}(F=I+3/2)$ et on polarise la lumière en σ^+. On observe un signal positif de faible amplitude. On fait alors varier la radiofréquence en maintenant sa puissance constante. Pour la valeur de la résonance, on observe un signal négatif dû au peuplement du niveau hyperfin $|^2S_{1/2}(F=I-1/2)\rangle$.

La transition entre les niveaux hyperfins de l'état excité $^2P_{3/2}$ nécessite une forte puissance radiofréquence. En effet, le temps d'interaction est limité par la durée de vie $\tau \simeq 10^{-8}$s de l'état excité. Mais comme l'atome peut se trouver de nombreuses fois dans le niveau $|^2P_{3/2}, F=I+3/2\rangle$ durant le temps de traversée de la zone d'interaction avec la lumière (typiquement de l'ordre de 10^{-5}s), on peut quand même induire un changement de l'intensité du jet de l'ordre de 20% (Fig. 9) avec une intensité radiofréquence de l'ordre de quelques gauss ($\simeq$ 2 gauss).

Il faut noter qu'il est indispensable de maintenir constante la puissance radiofréquence pour ne pas déformer la courbe de résonance. Un étalonnage a été effectué hors-ligne en utilisant le même circuit radiofréquence et en étudiant le baryum et le sodium naturels [30]. Cependant, le réglage de la puissance n'étant pas assez précis, il nous a fallu répéter chaque mesur plusieurs fois de façon indépendante pour minimiser l'erreur qui en résulte

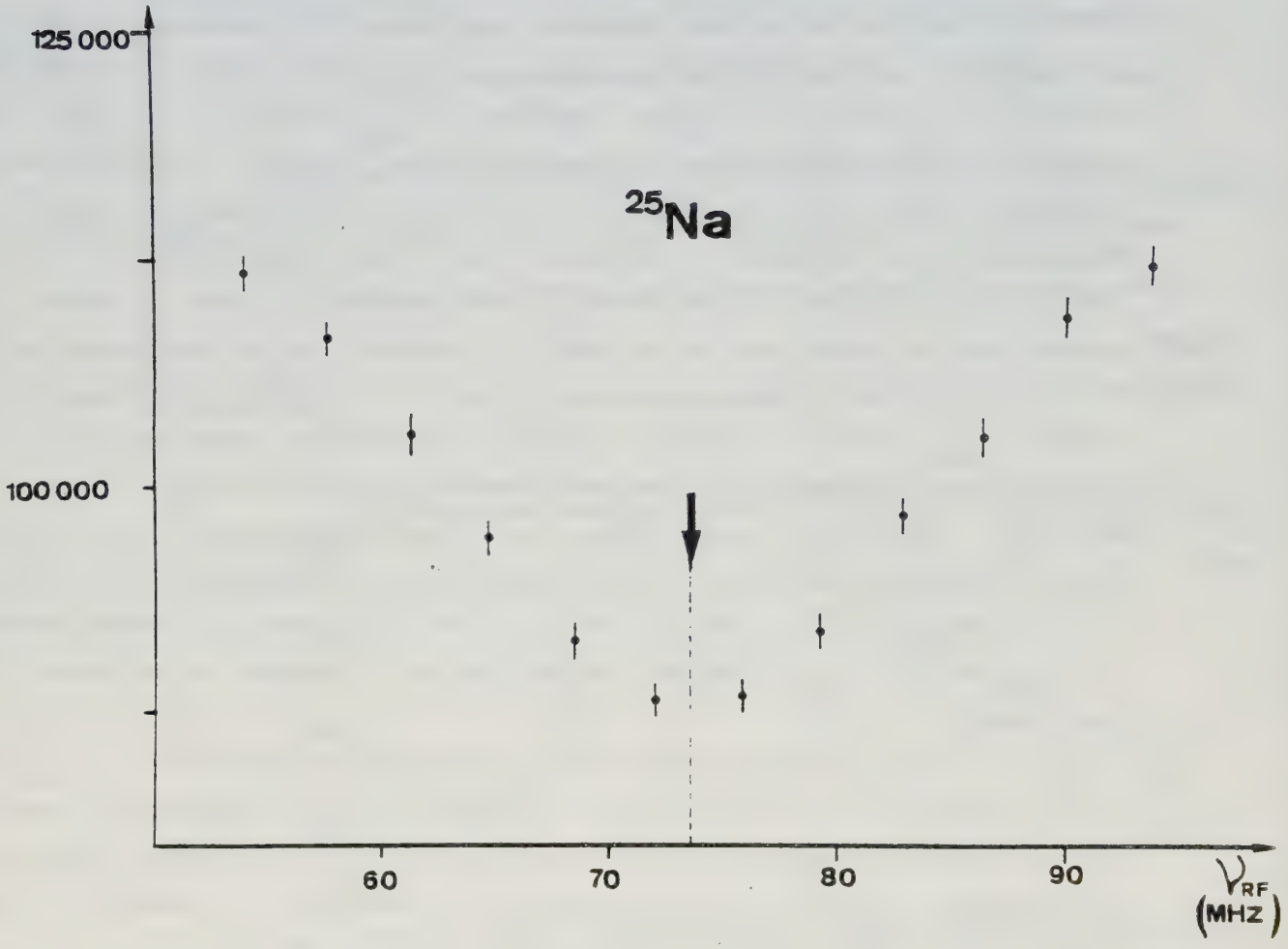


Fig. 9 Signal de double résonance dans l'état excité $^2P_{3/2}$ du sodium 25.
Le minimum correspond à la valeur de l'intervalle hyperfin F'=I+3/2,F'=I+1/2.

C H A P I T R E I V

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

I - DESCRIPTION GENERALE DE L'APPAREILLAGE

La figure 10 donne un schéma général du dispositif expérimental. On y retrouve les différentes parties évoquées dans le précedent chapitre (jet atomique, zone d'interaction avec la lumière, hexapôle), auxquelles il faut adjoindre les dispositifs de production et de détection des atomes.

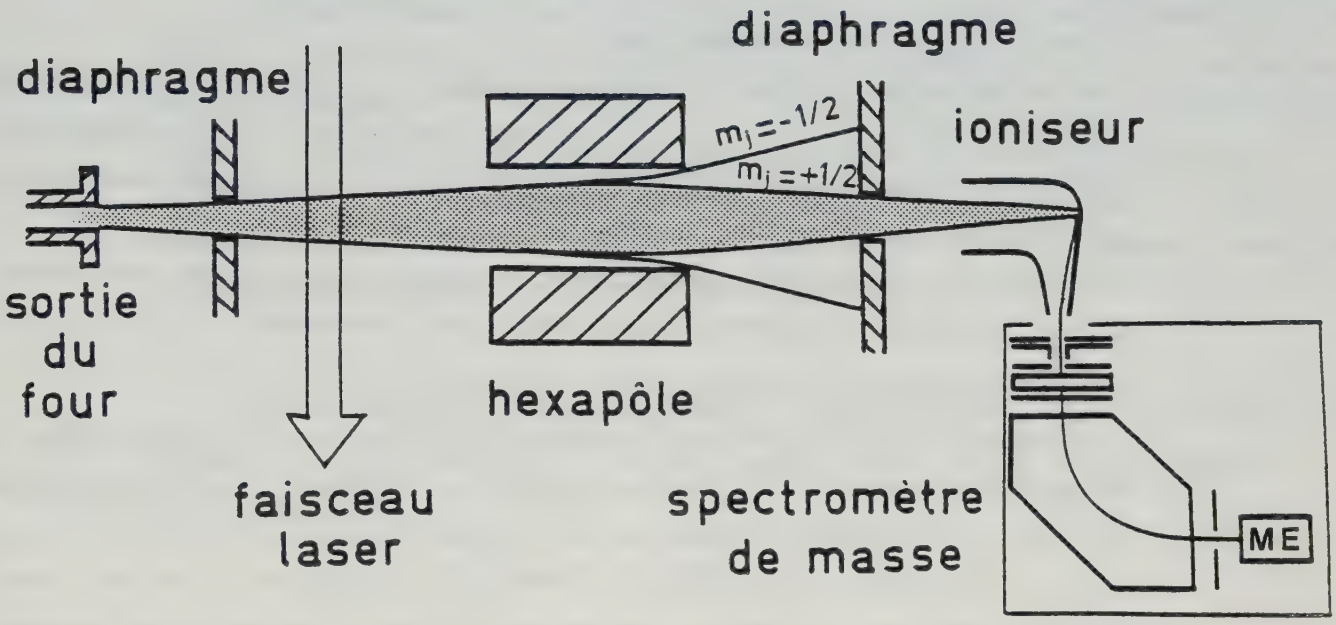


Fig. 10 Schéma de principe de l'expérience. Le "four" produit des atomes thermiques. Le jet collimaté interagit à angle droit avec le laser. L'hexapôle focalise les atomes ayant $m_J=+1/2$ sur l'ioniseur, et défocalise les autres, ce qui permet de détecter l'occurence d'un pompage optique.

L'ioniseur ionise préférentiellement les alcalins par effet thermo-ionique, assurant ainsi la sélection chimique. Le spectromètre de masse effectue la sélection en masse. Un multiplicateur d'électrons (ME) permet de compter les ions sélectionnés (c'est-à-dire ceux de A et Z choisis issus d'atomes ayant $m_J=+1/2$) en fonction de la fréquence du laser.

II - PRODUCTION D'UN JET ATOMIQUE RADIOACTIF

II.1 - Généralités

Depuis quelques années, l'étude des noyaux éloignés de la vallée de stabilité a pris une grande extension. De nombreux articles de revue discutent des modes de production des noyaux radioactifs [1,2,30,31].
Nous avons utilisé les réactions induites par des protons de haute énergie (600MeV dans le cas d'ISOLDE, 20GeV dans le cas du P.S., elles sont peu sélectives tout en conservant des sections efficaces assez élevées. Ces réactions se classent en trois types :

i) les réactions de fragmentation,

Le matériau cible, lourd (uranium, iridium ...) est brisé en de nombreux fragments légers. Le fort rapport neutron/proton de la cible favorise la production de noyaux excédentaires en neutrons. Les éléments alcalins produi par ces réactions sont le lithium, le sodium et le potassium [32,33].
Les sections efficaces croissent avec l'énergie jusque vers 3GeV. Nous avons choisi d'utiliser les protons de 20GeV du P.S. du CERN.

ii) les réactions de fission de l'uranium ou du thorium

Le noyau cible, excité par le projectile, fissionne en donnant deux noyaux de masses voisines [34-36] et des particules légères - neutrons principalemen Là encore, les noyaux excédentaires en neutrons sont favorisés. C'est ainsi qu'ont été produits les isotopes lourds du rubidium et du césium. Dans ce cas, les sections efficaces sont peu sensibles à l'énergie des protons.

iii) Les réactions de spallation.

Dans ce cas, noyau cible et noyaux produits ont des masses voisines. Le projectile excite la cible qui évapore alors quelques particules - neutrons et protons - Ces réactions conduisent plutôt aux isotopes déficients en neutrons, car ceux-ci sont plus facilement évaporés que les protons. Elles demandent une cible proche, donc spécifique de l'élément désiré.

Les noyaux cibles qui ont été utilisés sont :

le silicium pour le sodium [37]

le niobium pour le rubidium [38]

le lanthane pour le césium [39]

le thorium ou l'uranium pour le francium [39]

Dans le paragraphe suivant, nous ne nous intéresserons qu'à la production des noyaux de sodium et potassium, les autres nous ayant été fournis par le séparateur ISOLDE [35,36,38,39] sous forme d'un faisceau monoisotopique d'ions de 60keV. La transformation de ce faisceau en un jet atomique thermique fera l'objet d'un autre paragraphe.

II.2 - Cibles pour le sodium et le potassium

Fondamentalement, les cibles utilisées lors de nos expériences en ligne au P.S. ne diffèrent pas de celles utilisées précédemment par R. Bernas et ses collaborateurs [40]. Les produits de réactions sortent de l'élément cible grâce à leur énergie de recul et sont arrêtés dans du graphite d'où ils sont extraits par diffusion thermique. Par contre, la structure du four de chauffage a été modifiée, car nous avons besoin d'un jet atomique thermique et collimaté, et non pas d'un faisceau ionique.

II.2.1 - Les fours

L'effet thermoionique qui décrit l'équilibre de l'état atomique d'une vapeur en contact avec une surface, est régi par la loi bien connue de Saha-Langmuir :

$$\frac{n^+}{n^o} = \frac{g^+}{g^o} \exp (W-\phi)/kT$$

où n° (resp. n^+) est le nombre d'atomes (resp. ions) de la population , g° (resp. g^+) le poids statistique de l'état électronique de l'atome (resp. ion) , W est la fonction de travail du corps constituant la surface et ϕ est le potentiel d'ionisation de l'élément étudié. T est la température absolu

Dans la table II, se trouvent rassemblés les potentiels d'ionisation des éléments qui nous intéressent ainsi que les fonctions de travail de divers matériaux [41,42].

Il apparait immédiatement que le tantale, qui est un métal réfractaire, facile à travailler, fournit essentiellement des atomes de sodium même à des températures voisines de 2000° propres à une diffusion rapide, tandis qu le potassium sera en majorité émis sous la forme d'ions.

Elément	Fonction de travail thermoionique (eV)	Elément	Potentiel d'ionisation (eV)
Y	3.2	Li	5.4
Ta	4.2	Be	9.3
W	4.5	Na	5.1
Re	4.8	Al	6.0
Ir	5.3	K	4.3
Pt	5.3	Ca	6.1
		Rb	4.2
		Sr	5.7
		Cs	3.9
		Ba	5.2

Table II

Lors des expériences faites en 1977 [22] seule l'étude du sodium était envisagée, rendant possible l'utilisation d'un four en tantale (Fig. 11). L'enveloppe principale est roulée dans du tantale épais de 0,2mm et doublé intérieurement de molybdène, pour protéger le tantale du graphite qui le carburerait et le rendrait ainsi très fragile. La sortie des atomes s'effectue par un tube, également en tantale, long de 20mm et ayant un diamètre de 3mm. Trois tubes de tantale, longs de 20mm et d'un diamètre de 0.8mm augmentent la collimation du jet atomique. Le chauffage est obtenu par effet Joule comme il est montré sur la Fig. 12. Ce montage permet de faire varier la température de l'enveloppe de la cible et celle du tube de sortie l'une par rapport à l'autre.

Si un tel four convient parfaitement à la production d'un jet atomique de sodium, il n'en est pas de même pour le potassium.

Comme il n'existe pas de matériau réfractaire, facile à travailler et ayant une fonction de travail convenable pour neutraliser le potassium, c'est la géométrie du four qui a été modifiée [37]. La production des espèces radioactives s'effectue dans les mêmes conditions que précédemment. Une fois extrait de la cible les ions sont dirigés vers une chicane dont la température est nettement plus basse que celle de la cible, aux environs de 1400°C. Un potentiel statique de -200V confine les ions dans cette région qui contient de l'yttrium, essentiellement à l'état de vapeur. Grâce à sa faible fonction de travail, l'yttrium est à même de neutraliser les ions et les atomes ainsi formés peuvent s'échapper par un tube de sortie de géométrie similaire à celle utilisée par le sodium.

La structure de l'enveloppe de la cible est la même que précédemment. Seule la longueur a été portée à 98mm de façon à pouvoir utiliser des cibles plus épaisses.

Le système de chauffage est également légèrement différent (Fig. 13). La structure en chicane est réalisée en tantale de 0,2mm d'épaisseur. Grâce à la double amenée de courant, on peut régler à la construction la température de la zone où se fait la neutralisation en jouant sur les sections des connexions. L'expérience nous a montré que cette structure en chicane n'introduisait pas de délai supplémentaire dans la diffusion du sodium, bien qu'il soit moins volatil que le potassium. Cette géométrie a donc été utilisée indifféremment pour les deux éléments [37].

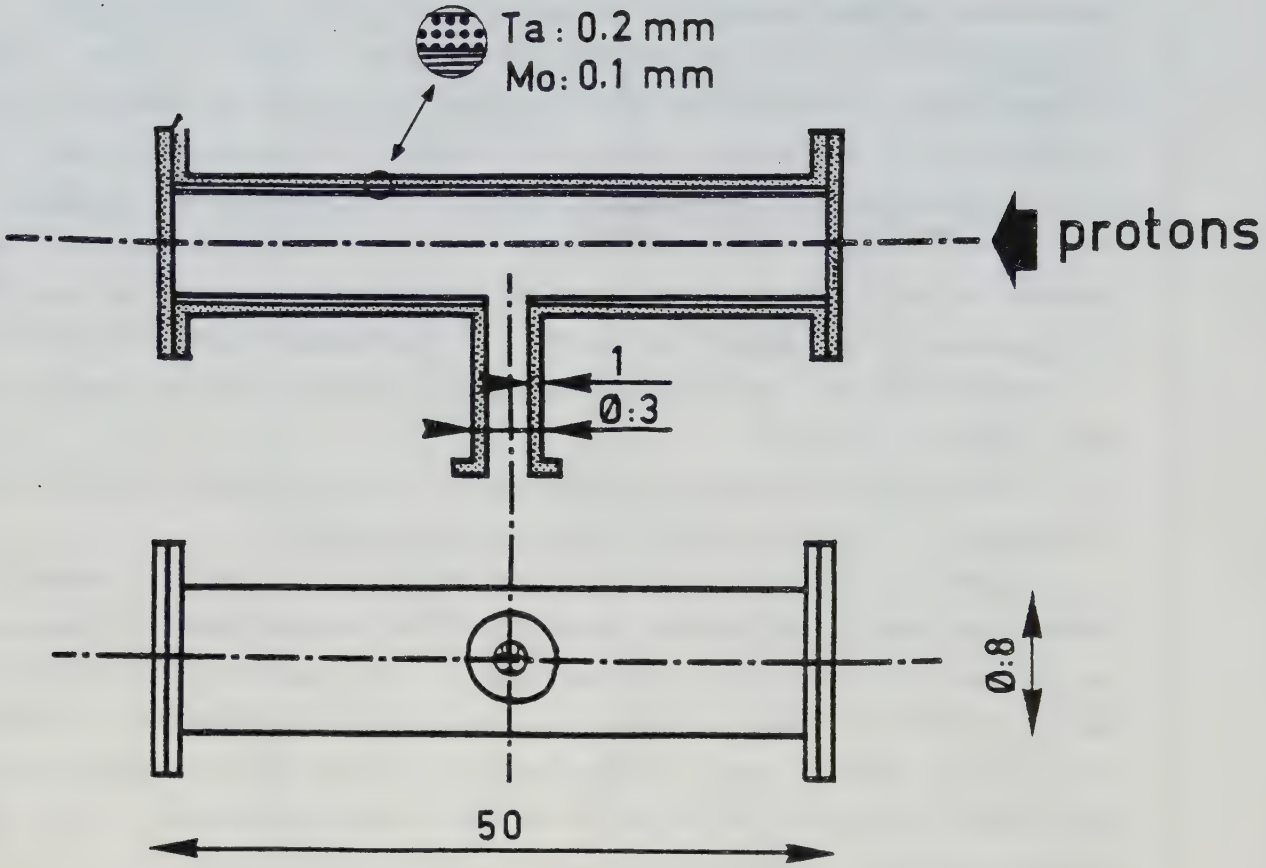


Fig. 11 Four utilisé au P.S. en 1977

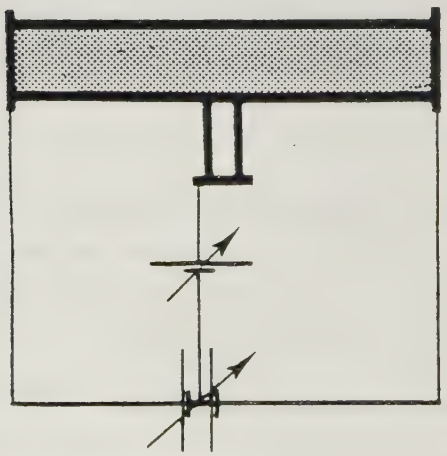


Fig. 12 Schéma de principe du chauffage du four au P.S. en 1977

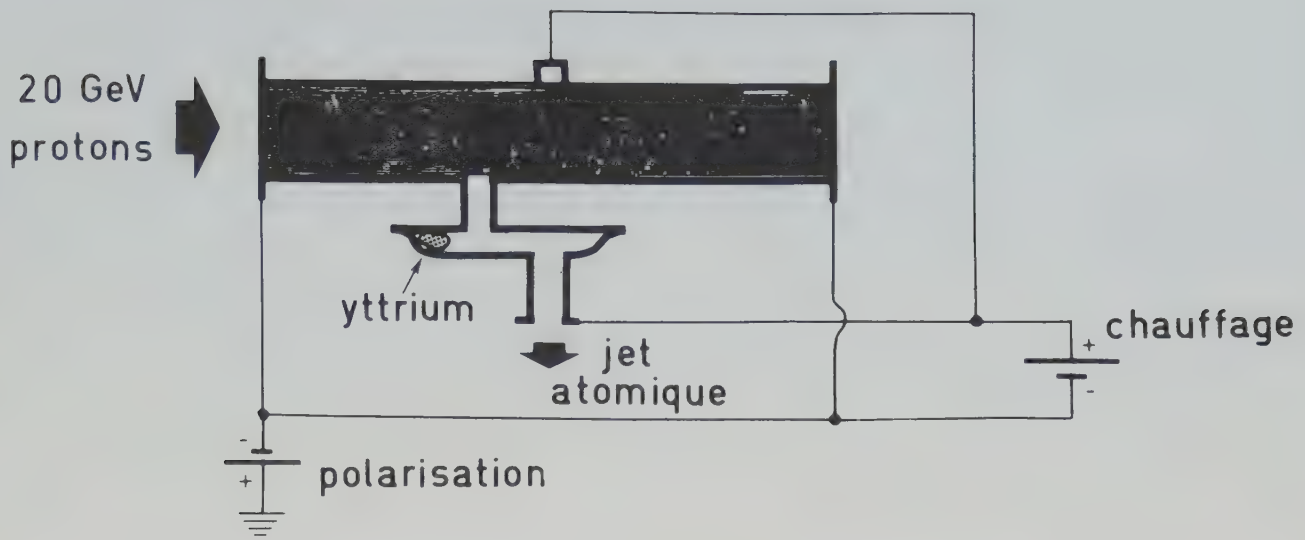
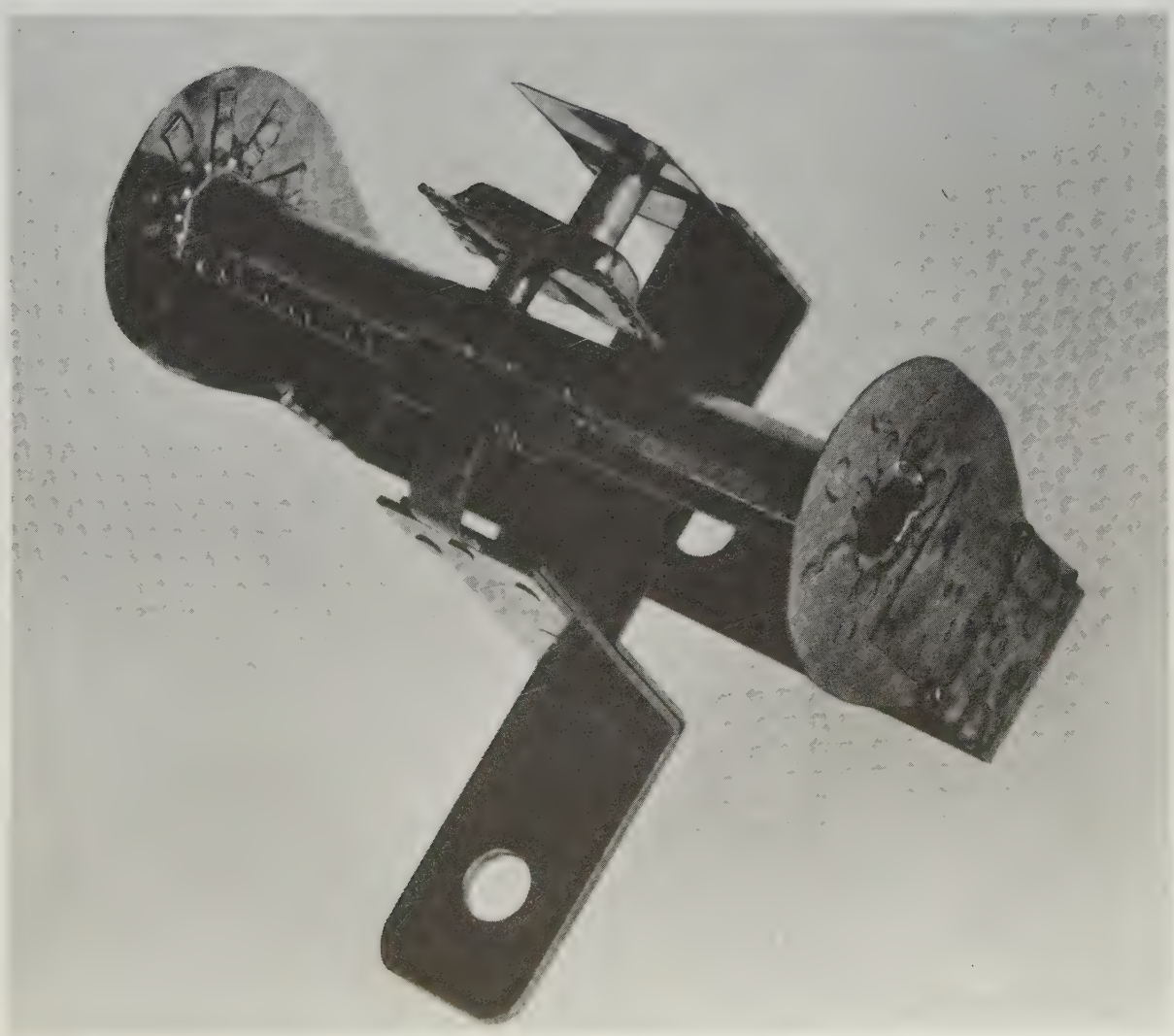


Fig. 13(a) Schéma de principe du four utilisé au P.S. en 1979/80.



II.2.2 - Les cibles

Le graphite a été choisi pour arrêter les noyaux produits car il permet une diffusion rapide des alcalins [43]. La première idée pour réaliser des cibles a été de déposer le matériau cible sur des plaquettes de graphite et d'assembler ces plaquettes en fagots relativement peu denses [32,40]. Une autre technique consiste à mélanger intimement de la poudre de graphite et de la poudre d'un composé de l'élément cible [36,37]. Nous avons utilisé ces deux procédés : en 1977, les cibles étaient constituées de plaquettes de graphite couvertes d'oxyde d'uranium. Des cibles analogues, mais plus épaiss ont été utilisées en 1979-80, ainsi que des cibles poudreuses faites de graphite et d'iridium. Les méthodes de fabrication sont données en appendice. Avec les cibles utilisées en 1977, portées à 1600°C, il faut près de 50ms pour que la moitié des produits formés ait diffusé hors du graphite. La figure 14 montre la variation du courant ionique en fonction du temps après le passage du faisceau de protons.

Avec les cibles 79-80, plus épaisses, des modes lents plus importants apparaissent (Fig. 15). Seule une relativement faible fraction des noyaux de sodium produits (10%) sort de la couche de carbure d'uranium. Les modes rapides sont interprétés comme correspondant à la diffusion dans le graphite tandis que les modes lents correspondent vraisemblablement à la diffusion da le carbure d'uranium. En conséquence, l'augmentation escomptée de production d'isotopes à vie très courte ($^{28-31}$Na ($T_{1/2}$ < 60ms) n'a pas été totalement observée comme le montre la comparaison des courbes de production obtenues p ces deux types de cible (Figures 16 et 17).

Comme l'irradiation d'une aussi grande quantité d'uranium provoquait un contamination non négligeable en émetteurs α (en particulier en radon), ces cibles ont dû être abandonnées et remplacées par d'autres ne contenant pas d'uranium. Il faut cependant que le noyau cible soit aussi lourd que possibl pour que les sections efficaces de production ne soient pas trop diminuées, et suffisamment réfractaire pour supporter les hautes températures requises pour conserver une diffusion rapide dans le graphite. Le tantale, le rhénium et l'iridium remplissent ces conditions mais l'iridium a l'avantage d'être chimiquement inerte vis à vis du carbone, ce qui permet de conserver une structure non compacte de l'assemblage. De plus, il est possible de se

procurer de la poudre d'iridium dont le diamètre des grains n'excède pas 5µm, facilitant ainsi la sortie des noyaux de recul. La mode de fabrication de ces cibles est décrit en appendice. La diffusion se faisant pratiquement dans du graphite pur, un mode unique est prépondérant (Fig. 18). La moitié de la production totale est atteinte en 38ms. Les taux de comptage obtenus avec cette cible sont comparables avec ceux obtenus avec une cible de $3g/cm^2$ en carbure d'uranium (Fig. 19).

Pour la production de potassium, la structure divisée de la cible est encore plus critique que pour le sodium, car les parcours de recul sont beaucoup plus courts. Les rendements observés en potassium sont en effet dix fois plus petits que ceux en sodium dans les cibles à base de plaquettes tandis qu'ils sont identiques dans les cibles à base de poudre (Fig. 20 et 21).

II.3 - Production d'un jet atomique à ISOLDE

Grâce à son équipement qui lui permet d'accepter de fortes émanations radioactives (en particulier le radon), le séparateur ISOLDE peut utiliser des cibles d'uranium, y compris de grande épaisseur (de l'ordre de 15 à $80g/cm^2$). Par contre, la structure des cibles conduit à des temps de diffusion qui sont plutôt de l'ordre de la seconde. Les isotopes radioactifs d'éléments lourds comme le rubidium, le césium ou le francium ayant d'assez longues périodes, supérieures à la seconde, les productions observées à ISOLDE sont finalement nettement plus grandes que celles que nous pourrions obtenir en ligne avec le P.S.. Les courbes de production normalisées à un faisceau de 1µA sont reproduites sur les figures 22 à 24. D'autre part, le fait de placer la zone d'interaction loin de la cible rend le contrôle de l'expérience plus aisé. Cependant ISOLDE fournit un faisceau d'ions de 60keV, qu'il faut donc transformer en un jet atomique thermique.

La faible durée de vie de certains des isotopes que nous désirons étudier impose une conversion en ligne rapide qui se fait en deux étapes : thermalisation puis neutralisation (Fig. 25). Les ions rapides sont implantés dans un tube coudé en tantale chauffé à 1500°C environ. Le potentiel d'ionisation des alcalins lourds qui nous intéressent comparé à la fonction de travail du tantale fait que ceux ci sont évaporés sous forme d'ions. La tension de chauffage dirige ces ions vers une portion de tube couverte d'yttrium qui, par sa faible fonction de travail, est à même de neutraliser les alcalins (table II). Une tension continue de -200V appliquée à l'ensemble du dispositif confine les ions à l'intérieur, si bien que seuls des atomes peuvent sortir.

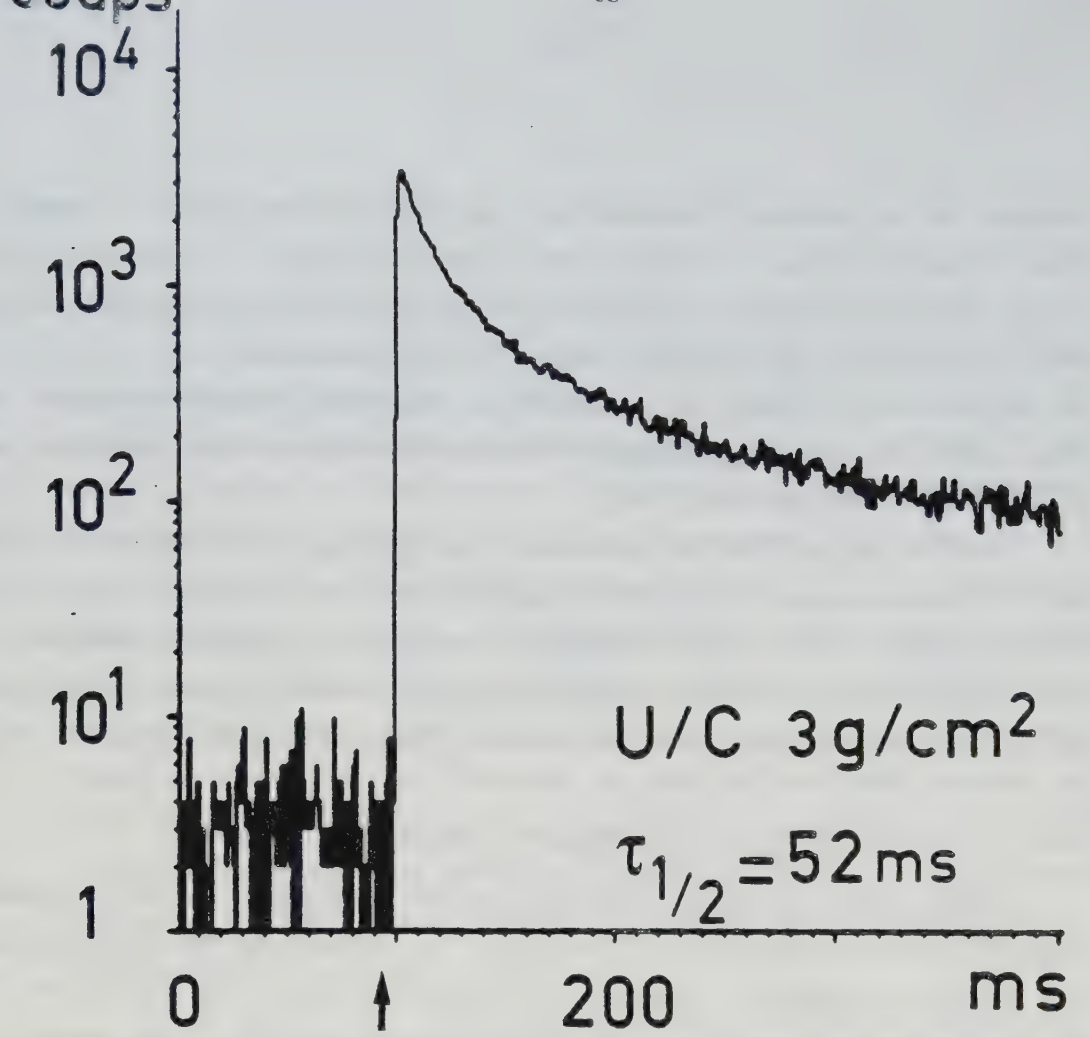


Fig. 14 Diffusion du sodium dans une cible uranium/graphite de 3g/cm^2.

(La flèche verticale indique l
passage du faisceau de protons)

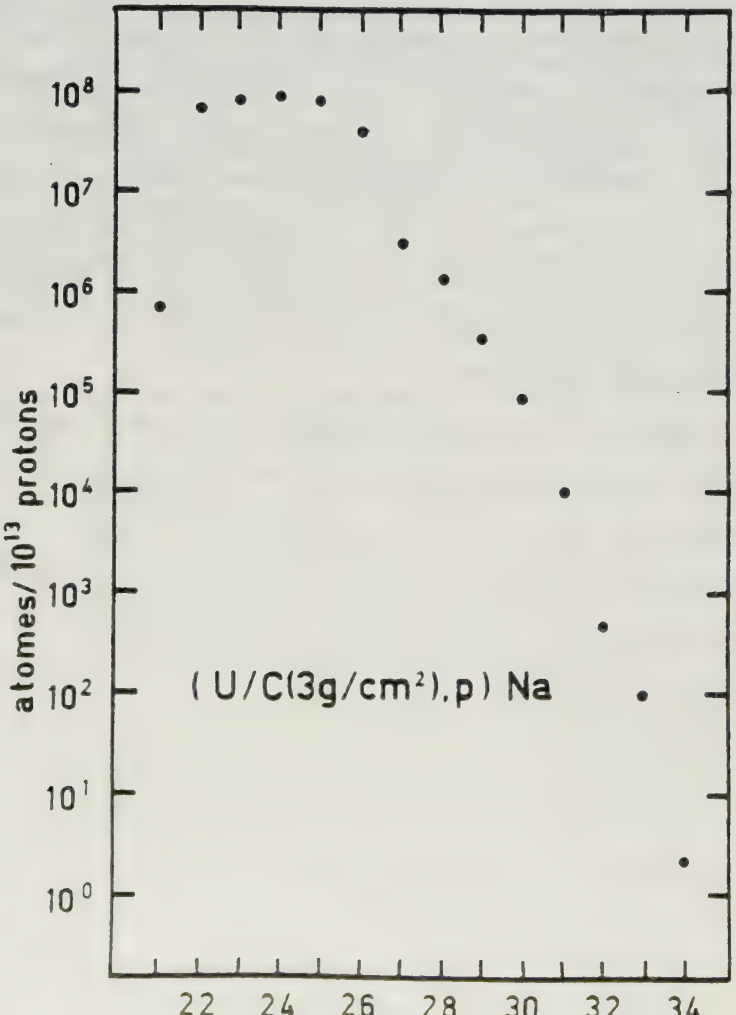


Fig. 16 Production du sodium da
une cible uranium/graphite de 3g

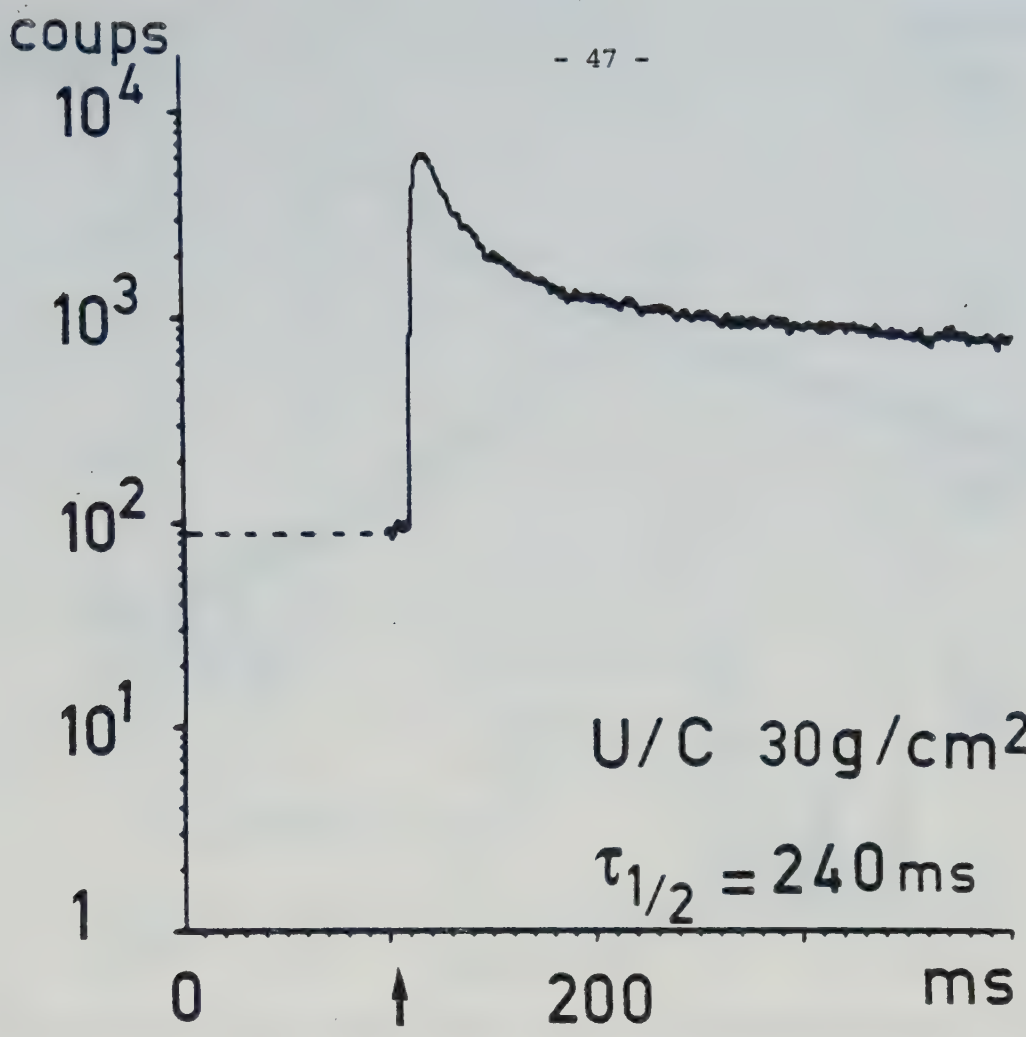


Fig. 15 Diffusion du sodium dans une cible uranium/graphite de 30g/cm^2.

(La flèche verticale indique l
passage du faisceau de protons)

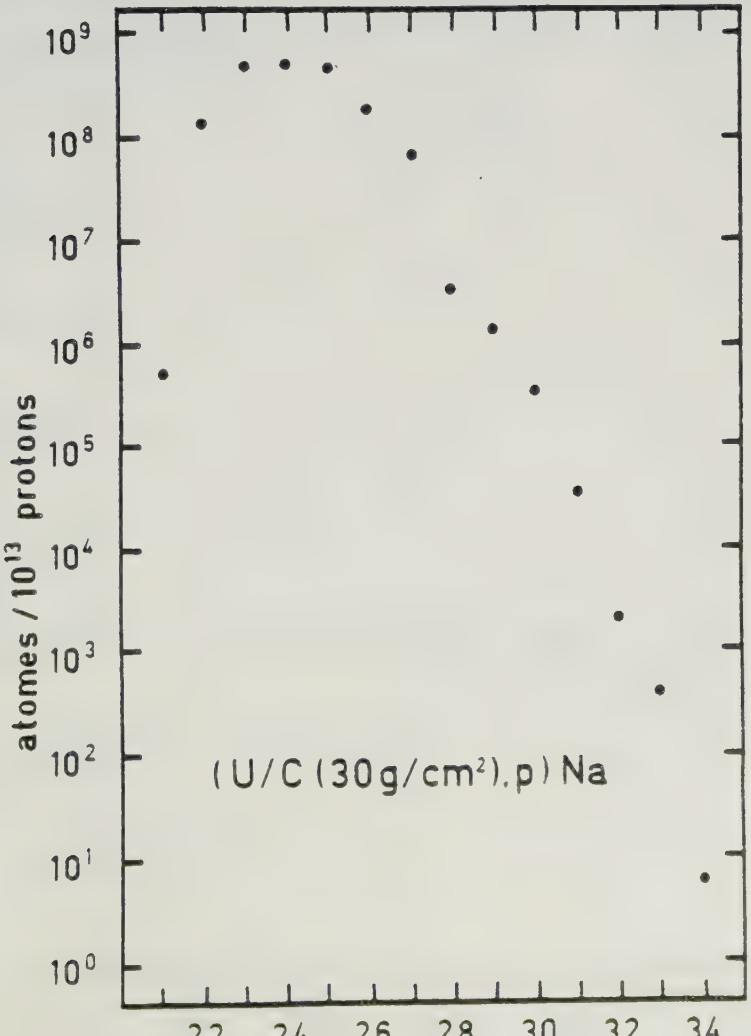


Fig. 17 Production du sodium d
une cible uranium/graph
de 30g/cm^2.

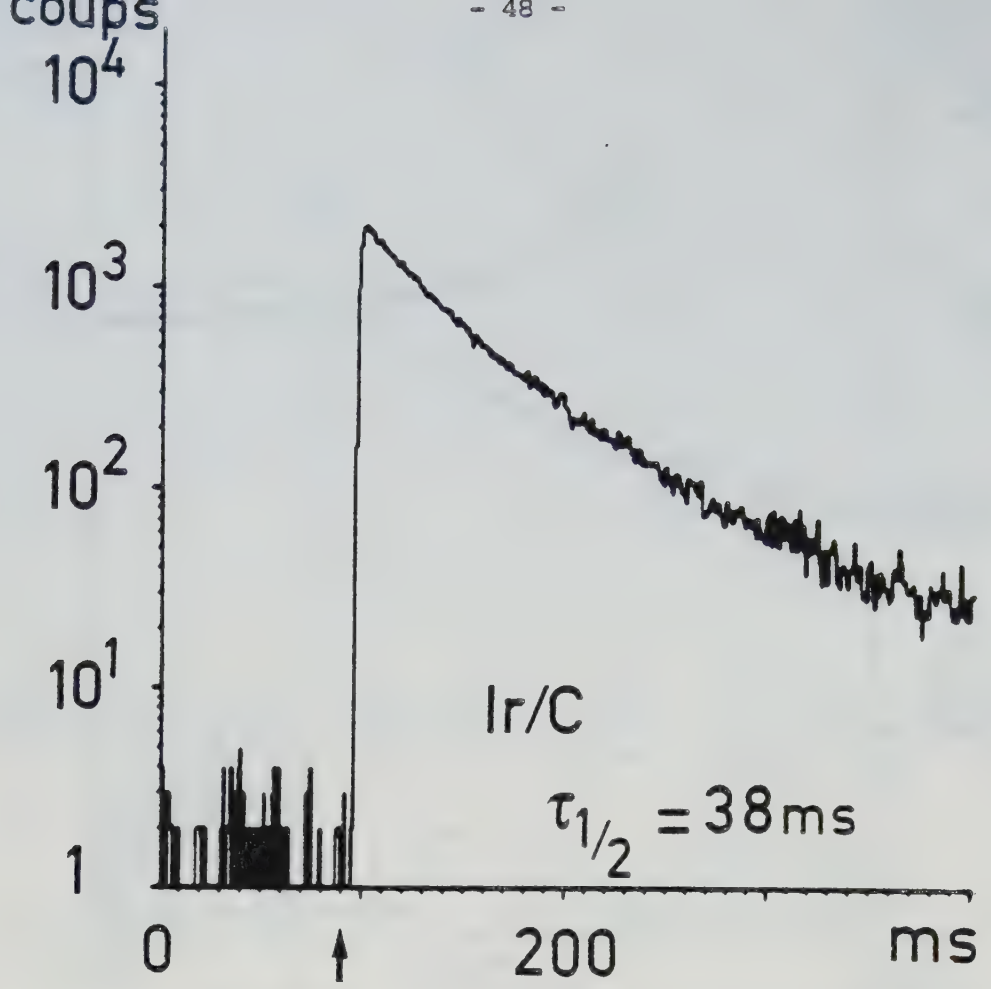


Fig. 18 Diffusion du sodium dans une cible iridium/graphite de 30g/cm^2.

(La flèche verticale indique
passage du faisceau de proto

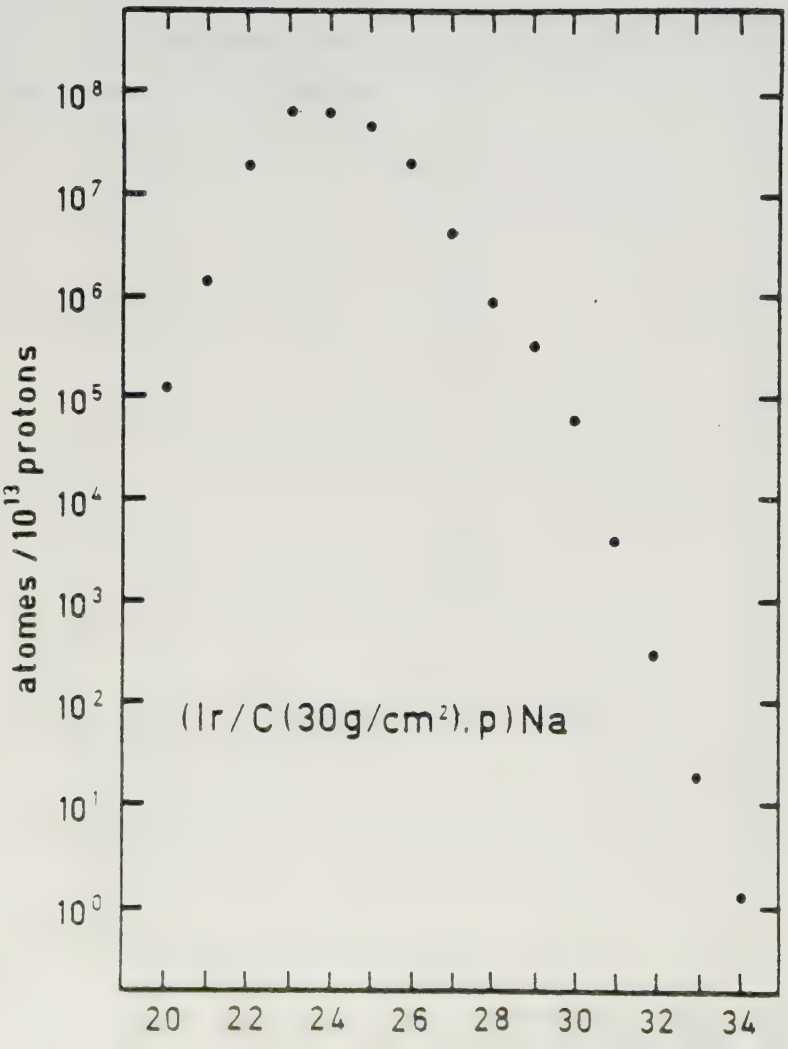


Fig. 19 Production du sodium d
une cible iridium/graphi
de 30g/cm^2.

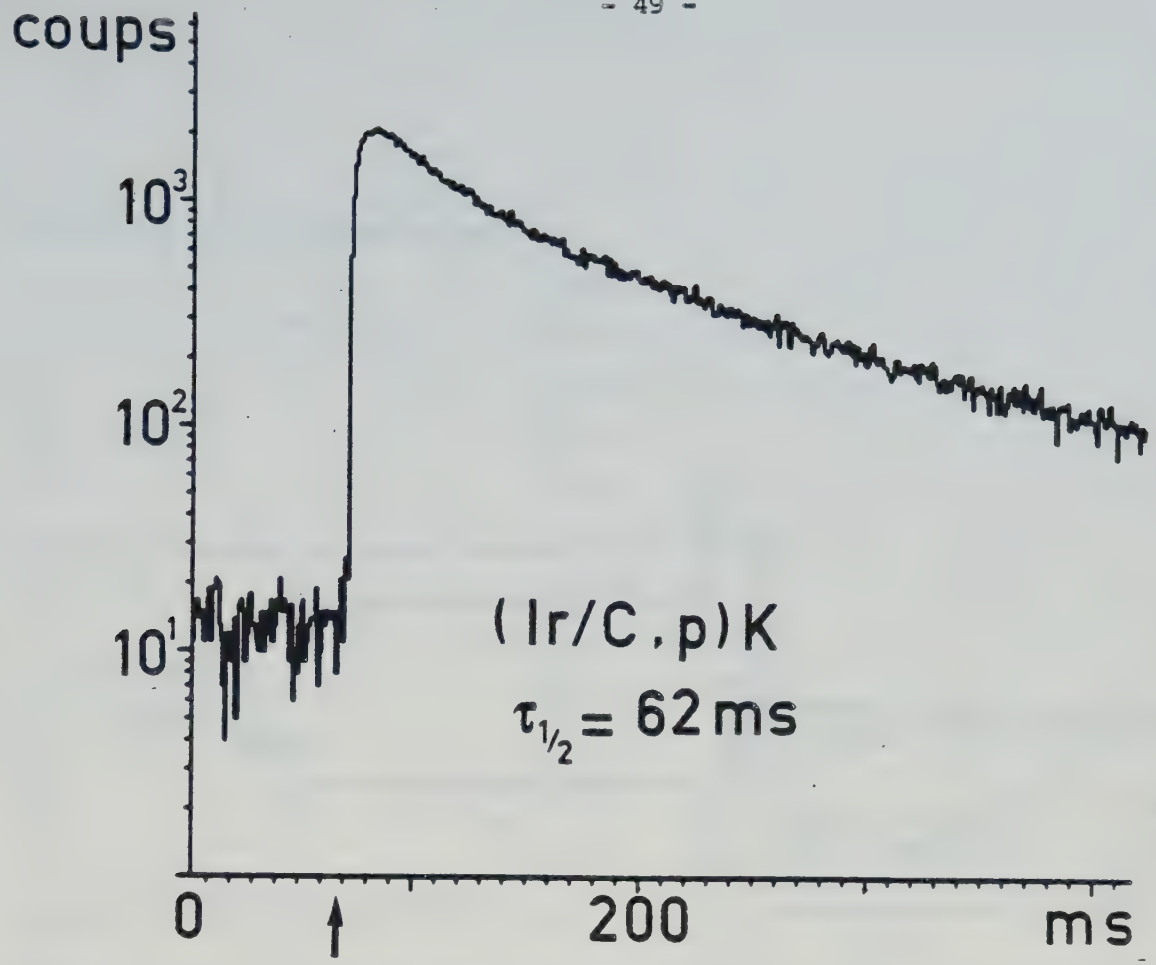


Fig. 20 Diffusion du potassium dans une cible iridium/graphite de 30g/cm^2. (La flèche verticale indique passage du faisceau de proto

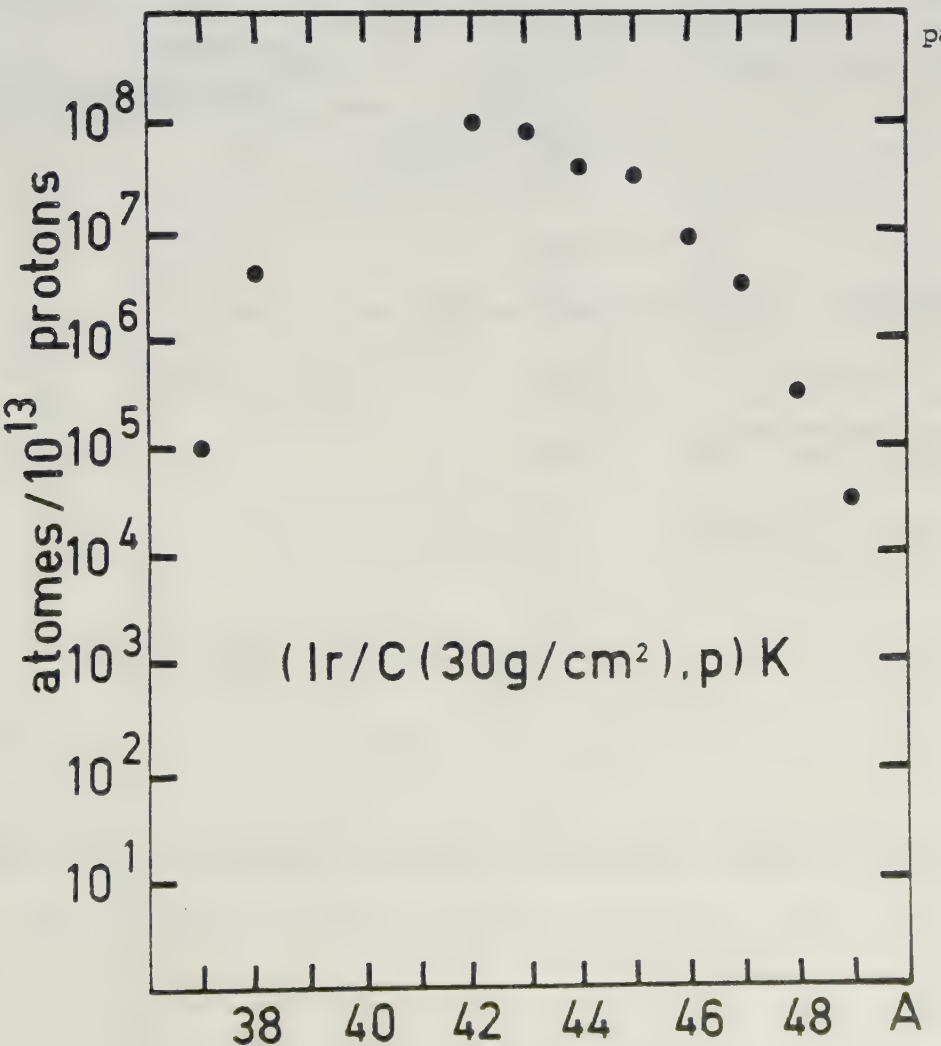


Fig. 21 Production d potassium dans une cibl iridium/graphite de 30g

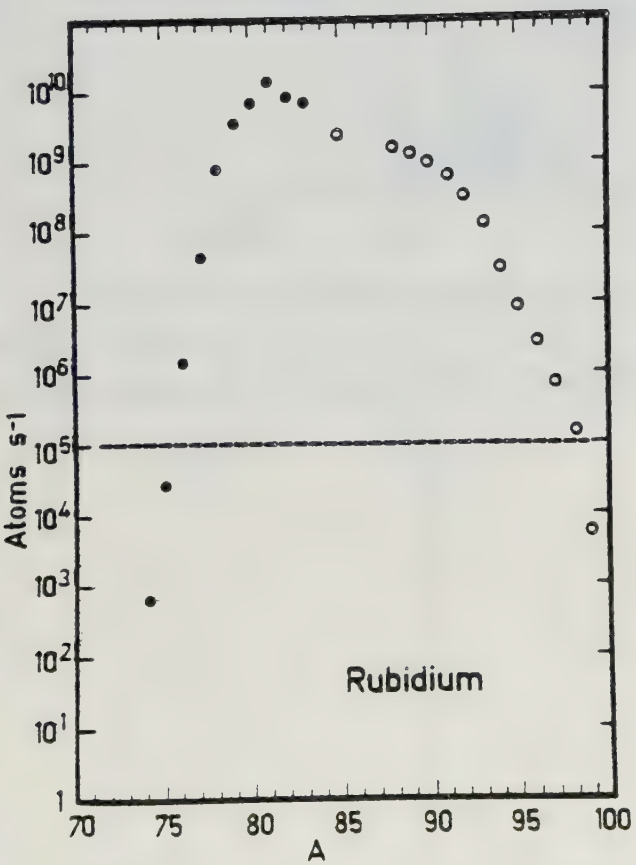


Fig. 22 Production du rubidium à ISOLDE.

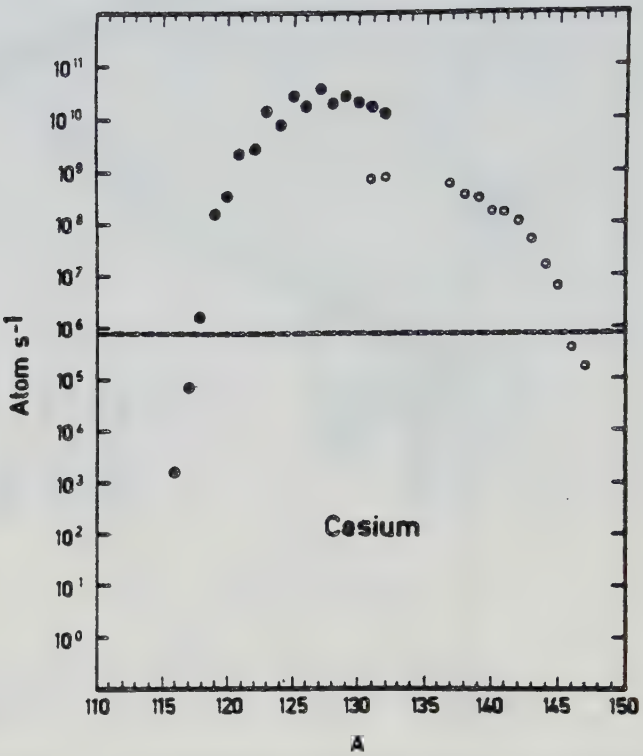


Fig. 23 Production du césium à ISOLDE

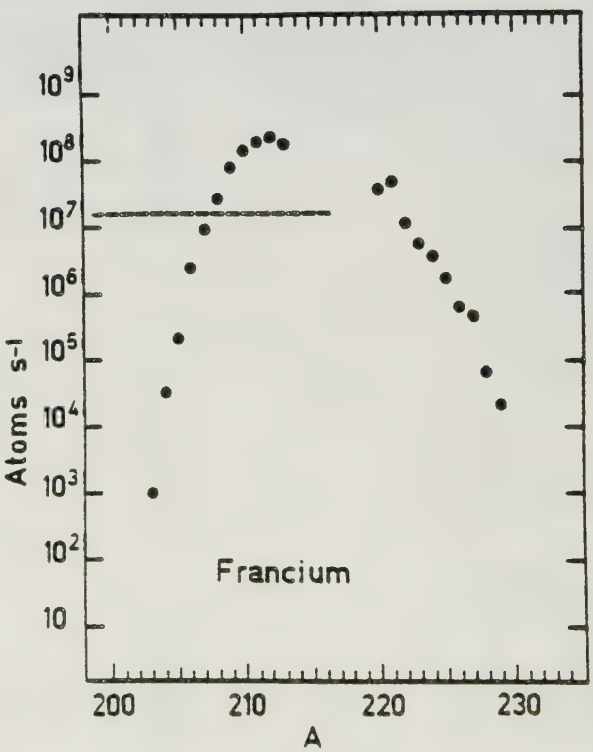


Fig. 24 Production du francium à ISOLDE

Les productions indiquées par un point plein correspondent à des réactions de spallation; celles indiquées par un point ouvert correspondent à la fission de l'uranium.

Les traits en pointillé correspondent à la limite de notre sensibilité.

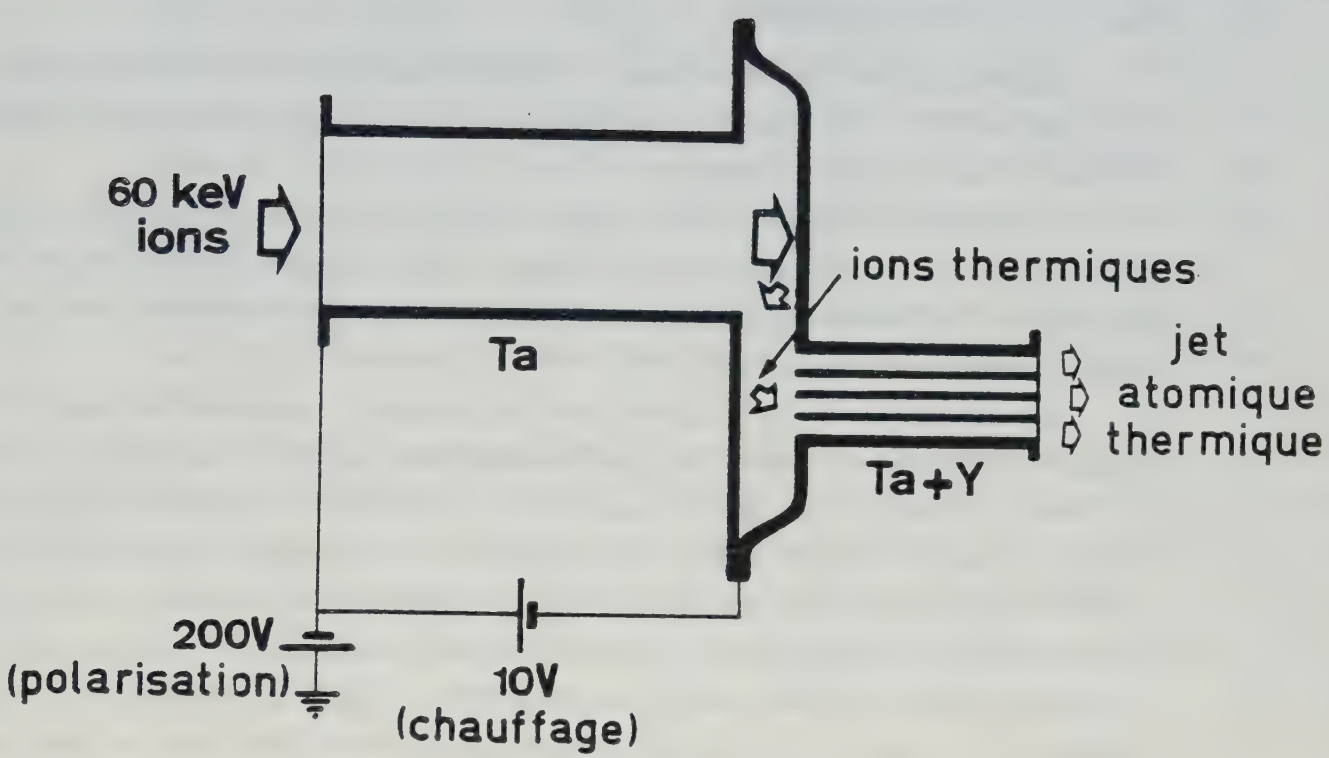


Fig. 25 Schéma du neutraliseur convertissant le faisceau ionique de 60 keV fourni par ISOLDE en un jet atomique thermique.

A cause de la géométrie en chicane, les atomes sortent préférentiellemen du côté opposé à celui d'entrée car ceux repartant vers l'entrée seront ioni au contact du tantale et donc à nouveau dirigés vers la sortie. Le temps de résidence dans le neutralisateur a été estimé inférieur à 100ms et l'efficacité de la neutralisation meilleure que 80% [37].

III - LE FAISCEAU LUMINEUX

La description de l'obtention d'un faisceau laser continu monomode et accordable n'entre pas dans le cadre de ce travail. Nous allons simplemen en donner les grandes lignes.

Le faisceau issu d'un laser à gaz ($argon^+$ ou $krypton^+$) pompe un laser à colorant continu et monomode accordable (laser commercial CR 599 de Cohere Radiation). La longueur d'onde de la lumière peut être accordée sur une larg gamme (plusieurs Angströms).

Le "sigmamètre" mis au point par une équipe du Laboratoire Aimé Cotton[44] améliore très sensiblement les performances des lasers commerciaux en augmen la stabilité sur la fréquence laser et en permettant un balayage contrôlé de cette fréquence par pas discrets multiples de 0.9375MHz. Il consiste en un interféromètre du type Michelson dont la différence de marche, fixée à 200cm est maintenue constante par un asservissement utilisant un laser hélium-néon lui-même asservi sur une raie moléculaire de l'iode. La stabilité du système testée sur la raie D_1 du sodium 23 est meilleure que 1MHz sur un laps de tem de plusieurs heures. Ainsi des mesures longues, sur des isotopes faiblement produits, sont-elles possibles, ce qui n'est pas le cas avec le laser commer cial, dont la stabilité n'est que de 10MHz par heure.

IV - LA ZONE D'INTERACTION JET ATOMIQUE-LUMIERE LASER

L'interaction du jet atomique avec le faisceau lumineux, et éventuellem le champ électromagnétique radiofréquence, doit se produire dans une zone blindée contre les champs électromagnétiques parasites tels le champ dû au chauffage de la cible, le champ de fuite de l'aimant hexapolaire, le champ magnétique terrestre... Un blindage en "ARMCO" (fer doux) et en μ- métal refroidi, à cause de la proximité du four, a été utilisé. Le champ magnétiqu directeur, qui définit l'axe de quantification, parallèle au faisceau laser

est créé par des bobines de Helmholtz (1979-80) ou par un solénoïde (1977). Le jet atomique pénètre et ressort de cette zone par deux diaphragmes qui imposent une première collimation.

Du fait que l'interaction entre le jet atomique et le faisceau laser se fait à angle droit, l'effet Doppler est en principe nul. Cependant la collimation imparfaite des faisceaux produit un élargissement Doppler résiduel et un mauvais réglage éventuel de l'orthogonalité peut provoquer un décalage Doppler de la fréquence de résonance. On peut compenser ce dernier effet en renvoyant le faisceau laser sur lui-même ; un défaut d'orthogonalité se traduit alors par un élargissement Doppler que l'on minimise en ajustant le mieux possible les deux faisceaux lumineux. Le renvoi de la lumière est assuré par un miroir réglable se trouvant dans l'enceinte sous vide.

Un champ de fuite contrôlé assure une transition adiabatique entre le champ faible régnant à l'intérieur de la zone et le champ fort de l'hexapôle.

La région d'interaction utilisée de 1977 à 1979 a été décrite en détail dans la thèse de J.L. Vialle [28]. Cette zone contenait alors une petite bobine de 10 tours pouvant rayonner en champ radiofréquence afin d'induire des transitions Zeeman dans l'état fondamental, pour mesurer les spins. En 1980, nous avons ajouté une double boucle destinée à créer un champ magnétique radiofréquence de 50 à 100MHz dans la zone d'interaction, de puissance suffisamment forte pour induire des transitions entre les sous niveaux hyperfins de l'état excité $3p^2P_{3/2}$ du sodium (Fig. 26). Une capacité variable, placée dans l'enceinte à vide et télécommandée permet d'accorder le circuit pour chaque valeur de la radiofréquence entre 50 et 100 MHz. Une boucle de lecture autorise la mesure de la puissance radiofréquence et donc la normalisation de cette puissance [29].

V - L'AIMANT HEXAPOLAIRE

Il est en fait constitué de deux aimants hexapolaires permanents identiques, longs chacun de 86mm. Le champ maximum, sur les pôles est de 9300 gauss. L'entrefer a un diamètre de 3,2mm. Il est placé à 60mm de la sortie du four.

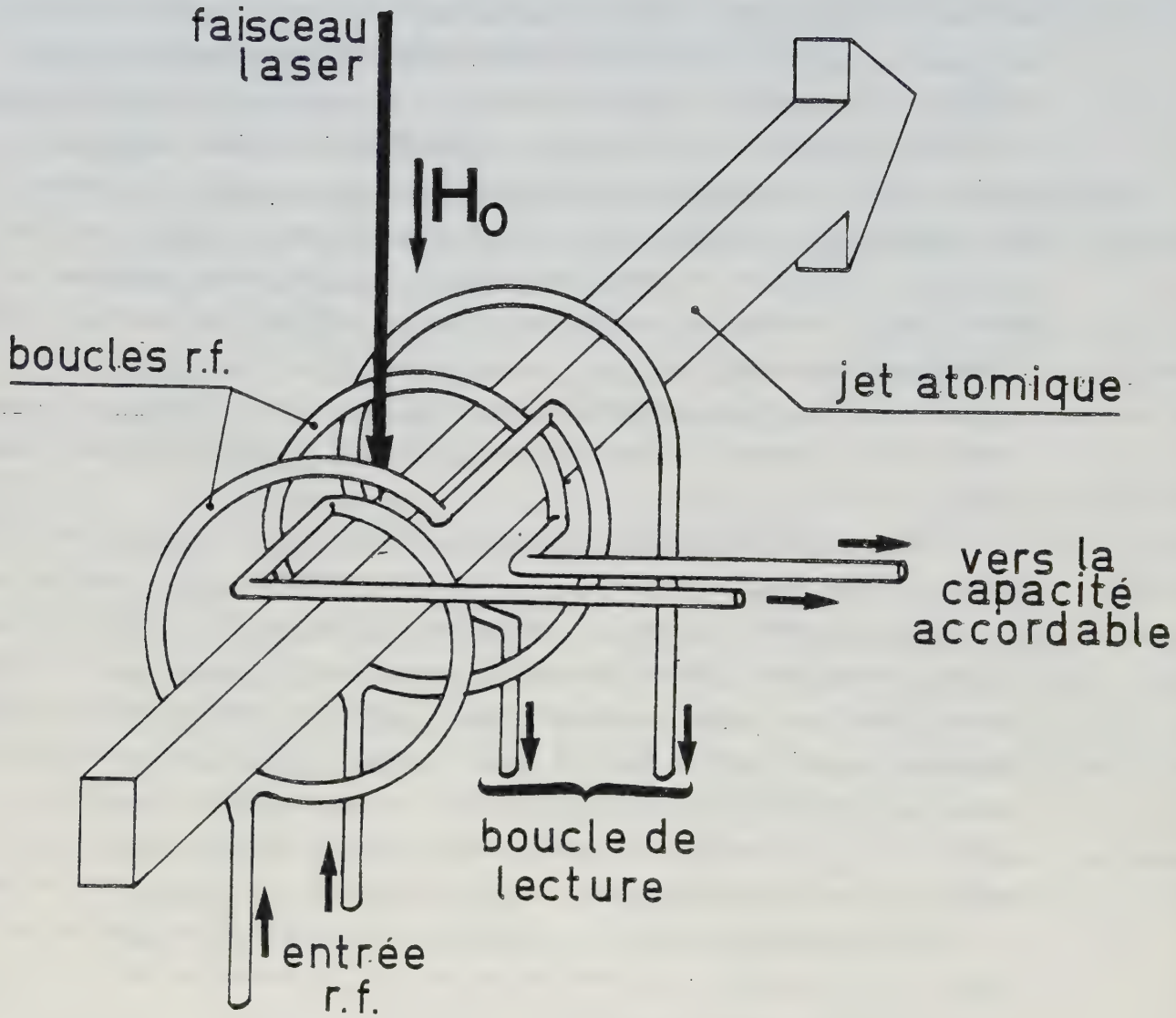


Fig. 26 Schéma de la zone d'interaction entre le jet atomique et le faisceau laser

La transmission, calculée pour ^{23}Na à 2000°C est $\Gamma \simeq 10^{-4}$, correspondant à un angle solide effectif $\Omega_e = 1.9\ 10^{-4}$ srd [28]. Entre les deux aimants, il est possible d'introduire un diaphragme constitué d'une fente, perpendiculaire au faisceau lumineux et large de 1mm. La collimation est ainsi améliorée d'un facteur 2 et la largeur des pics de résonance est diminuée de 30% environ. La résolution des structures hyperfines étudiées est améliorée, mais en contrepartie le taux de comptage est diminué de moitié.

VI - LE SPECTROMETRE DE MASSE

A la sortie de l'aimant hexapolaire, les atomes ayant leur projection du moment angulaire m_J égale à +1/2 sont focalisés vers l'axe optique du montage. Ils traversent alors un diaphragme de 4mm de diamètre refroidi à -100°C. Le rôle de ce diaphragme est de piéger les atomes défocalisés pour qu'ils ne puissent pas atteindre le détecteur à la suite de rebonds successifs. Ils sont ensuite comptés par un multiplicateur d'électrons après avoir été ionisés, accélérés et triés. L'ioniseur est placé au point image de l'aimant hexapolaire.

Auprès du PS, des atomes de toutes les espèces et de toutes les masses traversent les zones précédemment décrites. Il est donc nécessaire de les trier en Z (sélection chimique) et en A (sélection en masse). La sélection chimique entre les atomes du jet se fait lors de l'ionisation, puisque les alcalins sont caractérisés par un faible potentiel d'ionisation. La table II montre que le sodium et le potassium sont séparés de l'aluminium et du calcium respectivement quelle que soit la surface ionisante utilisée. Par contre le choix de rhénium, d'iridium ou de tungstène est nécessaire pour assurer un bon rendement d'ionisation. Le rhénium a été choisi pour ses propriétés mécaniques.

A ISOLDE, pour le rubidium, le césium et le francium, un grand choix de surfaces ionisantes est possible puisque ces trois éléments sont très facilement ionisables. Mais les alcalins-terreux (strontium et baryum) sont aussi facilement ionisables et comportent beaucoup d'isotopes naturels. Le choix du tantale utilisé à relativement basse température (1200-1400°C) permet d'empêcher la contamination du faisceau ionique par ces deux éléments. Cependant l'ioniseur va de toutes façons émettre un très grand nombre d'ions naturels alcalins ($>> 10^8$/s) alors que le jet atomique peut avoir une intensité de quelques atomes par seconde seulement. Une sélection en masse est donc

Fig. 27 Ioniseur. Il est constitué de tantale ou de rhénium. L'entrée a une section carrée de 5 mm de côté, la sortie est une fente de 5x1 mm^2.

également indispensable dans ce cas. Cette sélection est obtenue en interposant un secteur magnétique entre la source d'ions et le détecteur. Le secteur magnétique du spectromètre est placé dans un plan vertical. Il a déjà été utilisé dans d'autres expériences [33]. Ses caractéristiques sont les suivantes :

rayon : 35cm déviation : 90°
entrefer : 5cm indice : 0,23

Le jet atomique étant situé dans un plan horizontal, l'ioniseur a donc une forme en L [37] (Fig. 27). Il est chauffé à une température variant entre 1200°C et 1500°C, suivant l'élément à ioniser, par une tension continue qui dirige les ions vers la fente de sortie. Dans le cas du sodium, un faible apport continu d'oxygène à proximité de l'ioniseur (pression partielle de l'ordre de 10^{-6} torr) permet la formation d'oxyde de rhénium dont la fonction de travail est plus grande que celle du métal. Une meilleure efficacité d'ionisation en résulte (de l'ordre de l'unité alors que l'efficacité calculée pour le métal pur est de l'ordre de 30%). Le jet ionique ainsi formé est accéléré par une tension de 10kV et traverse le secteur magnétique. Suivant le lieu de travail, plusieurs géométries ont été ensuite utilisées pour le transport et le comptage des ions, afin de minimiser le bruit de fond dû au faisceau de protons.

Au P.S., le détecteur est en communication par la chambre à vide avec la salle du faisceau de protons. Pour éviter au maximum le passage de particule secondaires, génératrices de bruit de fond, il ne faut pas que le détecteur voie directement la cible. C'est pour cette raison que le secteur magnétique du spectromètre est placé dans un plan vertical. De plus, un blindage important doit évidemment être interposé pour protéger le détecteur, et le personn Aussi, le spectromètre, contenant la cible, est séparé du détecteur par un mur composé d'une couche de fer, épaisse de 1,20m et d'une couche de béton épaisse de 4m. Enfin, le détecteur lui-même se trouve dans une pièce entièrement tapissée d'une couche de cadmium, épaisse de 0,7mm qui assure la capture des neutrons thermiques parvenus jusque là. La zone où se trouve le spectromètre est totalement entourée de fer et de béton (5300 tonnes de blindag Le faisceau d'ions est conduit du spectromètre au détecteur par une ligne de transport [46] constituée d'éléments focalisants (triplets de lentilles

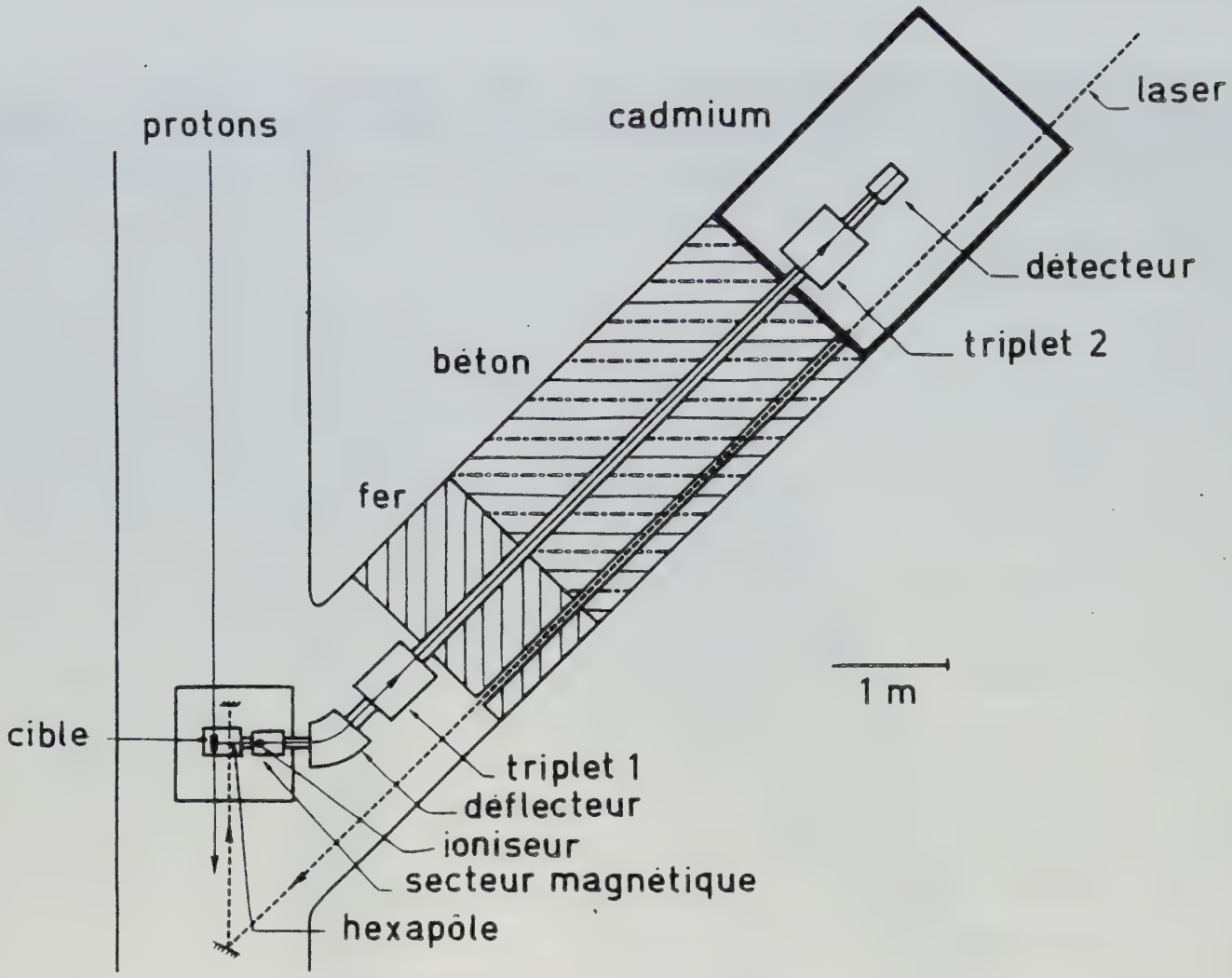
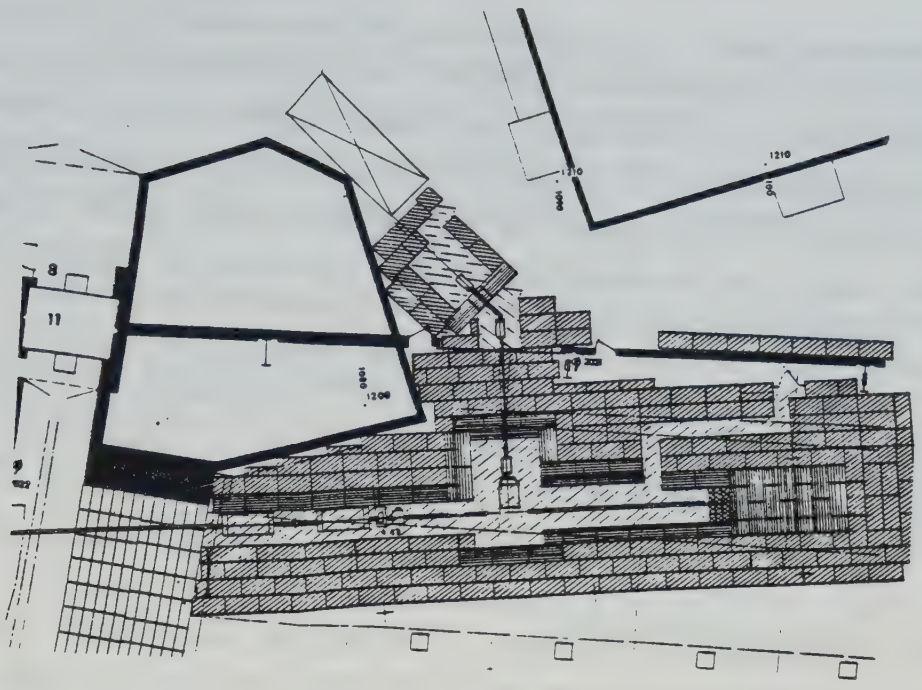
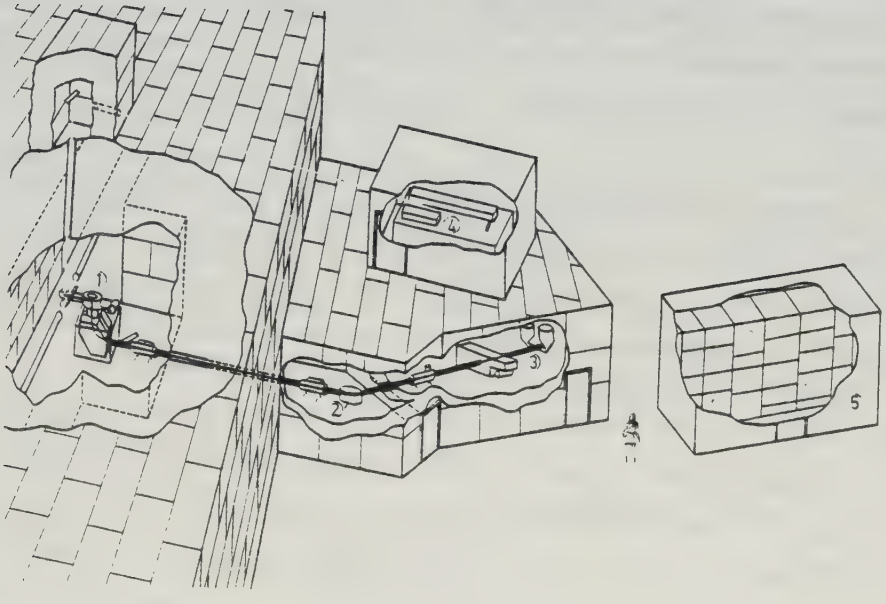


Fig. 28 Plan de l'implantation auprès du P.S. en 1977.



(a)



(b)

Fig. 29 Implantation auprès du P.S. en 1979-80

(a) vue du dessus
(b) vue éclatée de l'ensemble
1 - spectromètre de masse
2 - déflecteur electrostatique
3 - détécteurs
4 - laser
5 - salle de contrôle

électrostatiques) et d'un déflecteur électrostatique à 45° qui empêche toute vue directe du faisceau de protons. Les figures 28 et 29 montrent la géométri des différentes installations utilisées auprès du P.S. en 1977 et 1979-80. Non représenté sur la figure 27, la dernière installation utilisée comprenai un dispositif télécommandé de changement de cible : une cible irradiée peut être transportée du spectromètre vers un château de plomb avant d'effectuer une intervention sur l'appareil.

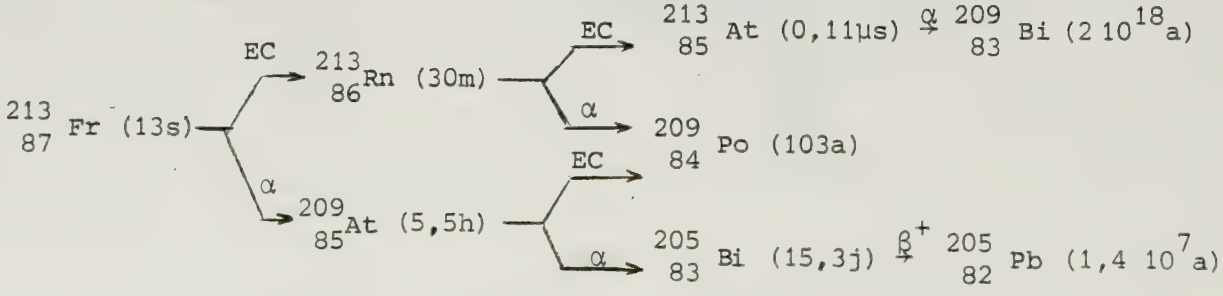
A ISOLDE, le spectromètre se trouvant dans une zone déjà protégée du faisceau de protons, la ligne de transport et le blindage ne sont plus néces- saires, et le détecteur est placé directement derrière la fente de sortie du spectromètre.

VII - DETECTION DES IONS

La mesure de l'intensité du faisceau ionique est faite par comptage individuel grâce à un multiplicateur d'électrons (modèle Balzers BG 516964U) fonctionnant en mode impulsion.

La décroissance radioactive des noyaux collectés sur la première dynode du multiplicateur crée un bruit de fond : les β émis sont comptés avec un rendement de l'ordre de 20% [34] tandis que pour les α , l'efficacité est voisi de 100%.

L'étude d'un isotope abondant, de période un peu longue (comme ^{24}Na, $T_{1/}$ 15h, par exemple) peut donc empêcher la détection ultérieure d'ions faiblemen produits. Dans le cas des isotopes du francium, la détection de l'ion lui-mêm peut devenir impossible à cause du grand nombre de descendants émetteurs α o β . Ainsi , on peut avoir la cascade :



Ces problèmes nous ont conduits à réaliser un multiplicateur d'électrons dont la première dynode est mobile [47] : un ruban de mylar aluminisé remplace

la première dynode du multiplicateur. Les deux ou trois électrons libérés par l'impact de l'ion sont accélérés et transportés par une déflexion magnétique isochrone vers le multiplicateur lui-même où l'amplification de courant se poursuit normalement. La surface exposée de la bande peut être renouvelée à tout moment.

Grâce à un dispositif constitué d'une platine tournante étanche au vide, il est possible de mettre différents détecteurs en ligne avec le faisceau d'ions : multiplicateur d'électrons à première dynode fixe ou mobile, galette de microcanaux. La sensibilité des multiplicateurs d'électrons alliée au faible bruit de fond environnant a permis d'étudier des isotopes dont le taux de comptage n'excédait pas un coup par seconde.

VIII - ACQUISITION DES DONNEES - LOGIQUE DE L'EXPERIENCE

Les grandeurs indispensables à la détermination des positions des résonances étudiées sont les suivantes :

i) La variation de la fréquence de la radiation laser illuminant le jet atomi

ii) Une valeur de référence en fréquence (de façon à déterminer les déplacements isotopiques).

iii) L'intensité du jet atomique.

iv) Une valeur de normalisation pour corriger les fluctuations de l'intensité du jet atomique dues à des causes autres que le pompage optique (en particulie à cause des variations de l'intensité du faisceau de protons et à cause des contaminations naturelles au niveau de l'ioniseur).

Le changement de la fréquence du laser, les prises de données et éventuellement le renouvellement de la dynode mobile du multiplicateur d'électrons son télécommandés automatiquement à des temps présélectionnés par une horloge programmable. Celle-ci peut être elle-même synchronisée sur le passage du faisceau de protons, si celui-ci est pulsé (P.S.). Elle est autonome si le faisceau est continu (ISOLDE).

Nous allons examiner les techniques de mesure de ces grandeurs et les placer dans le schéma logique de l'expérience.

VIII.1 Mesure de la variation de la fréquence du laser

Nous avons vu que le sigmamètre, asservissant la position en fréquence du laser, permet aussi de balayer un certain intervalle spectral par pas

discrets, multiples entiers de 0.9375MHz (jusqu'à 15MHz). Ce balayage, vers les hautes ou les basses fréquences, au choix, est commandé par une impulsion délivrée par l'horloge programmable[44]. En retour, le sigmamètre envoie une impulsion qui incrémente ou décrémente un compteur "up-down".

VIII.2 - Mesure de la fréquence de référence

Quand des isotopes stables de l'élément étudié existent (^{23}Na, $^{39,41}K$, $^{85,87}Rb$, ^{133}Cs), la fréquence du laser est calibrée de manière absolue en illuminant un jet atomique auxiliaire constitué de cet élément. On observe la fluorescence avec un photomultiplicateur dont le signal est digitalisé puis envoyé dans une échelle de comptage.

Dans le cas du francium, pour lequel il n'existe aucun isotope stable, il faut se référer à un autre isotope radioactif. Il suffit pour cela de modifier tous les potentiels électriques du spectromètre de masse dans le rapport inverse des masses. Ce saut paut être effectué très rapidement, en moins de 10ms, si bien que cette possibilité a également été utilisée pour d'autres éléments (le sodium en particulier) pour contrôler l'existence éventuelle d'un décalage Doppler entre le jet naturel auxiliaire et le jet radioactif dans le spectromètre.

VIII.3 - Mesure de l'intensité du jet atomique

Le nombre d'ions comptés par le multiplicateur d'électrons est stocké dans une échelle munie d'une porte dont l'ouverture et la fermeture sont réglées par l'horloge programmable.

VIII.4 - Normalisation

Les fluctuations d'intensité du jet atomique non dues au pompage optique ont pour origine principale les fluctuations d'intensité du faisceau de proto La procédure de normalisation est différente selon que le faisceau de protons est continu ou pulsé.

VIII.4.1 - Procédure utilisée à ISOLDE

A ISOLDE, il peut se produire des chutes brutales et très brèves de l'intensité des protons, entraînant des variations de la haute tension sur la source du séparateur. Ceci se traduit alors au niveau du faisceau ionique par une baisse brutale de l'intensité suivie d'une lente remontée (supérieure à 10s). Des fluctuations plus lentes (supérieures à la minute) peuvent aussi exister.

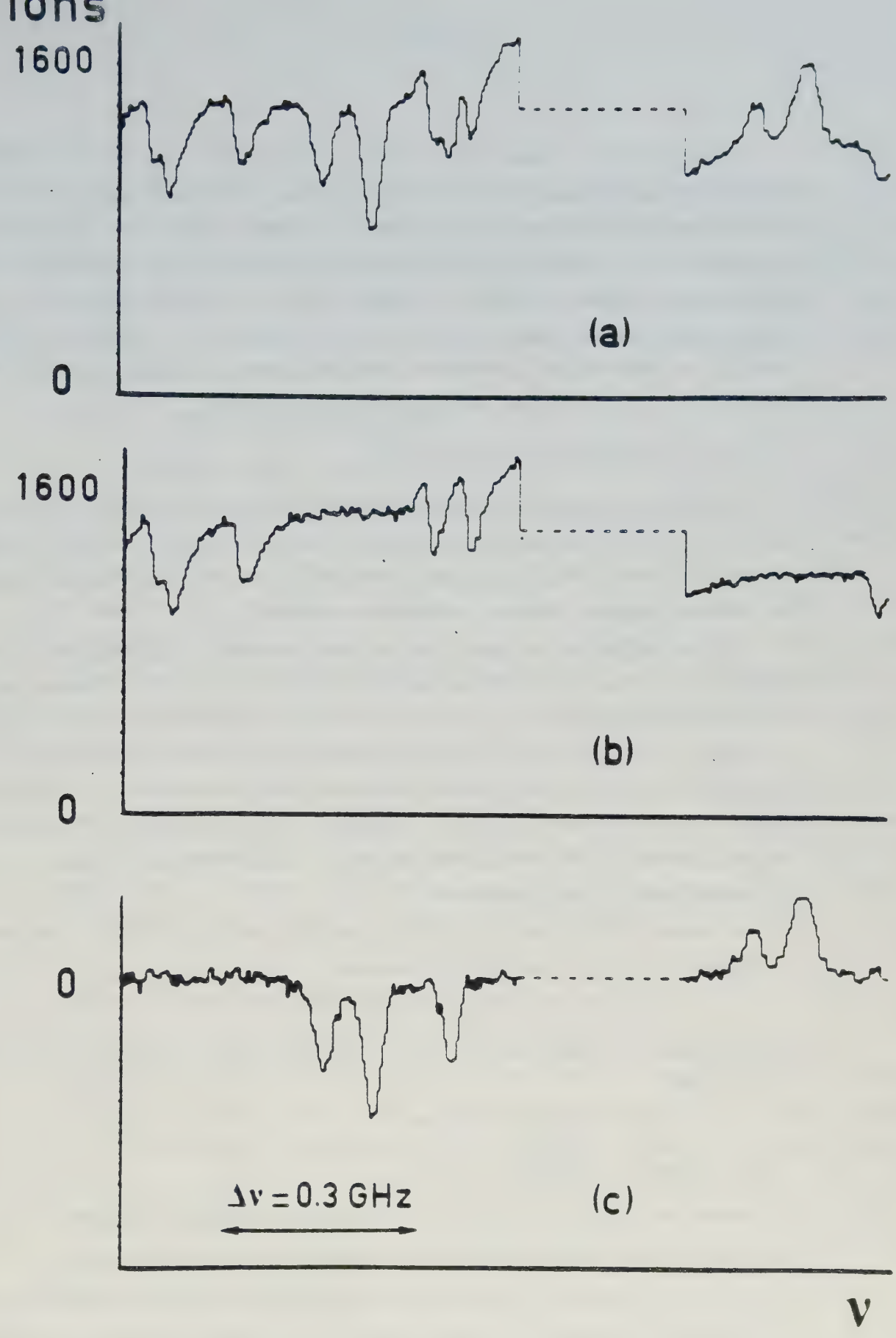


Fig. 30 Exemple de la normalisation d'un enregistrement effectué à ISOLDE:

(a) spectre avec lumière

(b) spectre sans lumière

(c) différence (a)-(b)

Pour prendre en compte ces effets, nous avons fait alterner des mesures avec et sans lumière laser toutes les 0,5s. Un délai de 0,1s permet de s'affranchir du temps de réponse de l'ioniseur, laissant ainsi 0,4s de mesure. Les intensités du jet avec et sans lumière sont enregistrées dans deux échelles différentes . Comme le montre la figure 30, leur différence fournit une très bonne normalisation qui efface tous les "faux pics". Elle prend également en compte les éventuelles contaminations qui forment un fond continu dont les fluctuations sont lentes (supérieures à la minute).

VIII.4.2 - Procédure utilisée au P.S.

Il est nécessaire d'introduire une normalisation car l'intensité des protons et peut-être aussi le rendement du spectromètre ne sont pas parfaitement constants d'une impulsion à l'autre. Deux procédures de normalisation ont été utilisées, souvent même simultanément.

Si le rendement du spectromètre est constant, le plus simple est de mesurer l'intensité de chaque impulsion de protons. Cette mesure se fait à l'aide d'une bobine d'induction dont l'axe coïncide avec celui du faisceau. Le signal est digitalisé et enregistré sur une échelle. Le rapport de l'intensité du jet à celle des protons constitue une procédure de normalisation possible à condition de soustraire auparavant la contribution des contaminations naturelles venant de l'ioniseur qui sont indépendantes du nombre de protons. On mesure donc trois grandeurs :

i) Le nombre d'ions pendant les n (n compris entre 10 et 50) premières millisecondes suivant le passage du faisceau :

I = jet atomique + contamination

ii) Le nombre d'ions pendant n millisecondes, une seconde après le passage du faisceau :

I_c = contamination seule

iii) le nombre de protons I_p

La normalisation $\frac{I - I_c}{I_p}$ donne des résultats satisfaisants mais limite la précision à 5% environ, qui est la précision de la mesure de I_p.

Si l'on soupçonne des variations du rendement du spectromètre de masse, peut espérer améliorer la normalisation en mesurant non plus le nombre de protons, mais le nombre d'ions produits d'un autre isotope à longue période. On

utilise alors la possibilité, indiquée au paragraphe précédent, de faire des sauts de masse en moins de 10ms. On compte alors les ions de l'isotope étudié pendant les n premières millisecondes puis ceux d'un isotope de référence pendant 100 ou 200 millisecondes, quelques 10 millisecondes après le saut de masse. Leur rapport donne aussi une bonne normalisation, mais pas plus précise que la précédente.

VIII.5 - Logique de l'acquisition

L'enregistrement d'un point (intensité du jet, fréquence du laser) est découpé en plusieurs mesures répétées, de façon à diminuer les erreurs systématiques et à moyenner les fluctuations aléatoires. Au P.S., les mesures sont effectuées sur plusieurs éjections et de façon à avoir un nombre entier de supercycles (Fig. 31). A ISOLDE, l'alternance de mesures avec et sans lumière était répétée au moins trois fois. Quand toutes les informations nécessaires ont été accumulées dans les échelles, elles sont transférées vers la mémoire centrale d'un ordinateur PDP 11-34. Les schémas logiques utilisés sont donnés sur les figures 32 et 33.

Au P.S., la synchronisation est donnée par une impulsion venant de la machine et associée à l'éjection du faisceau. Cette impulsion remet à zéro l'horloge programmable, qui déclenche des monostables à des instants prédéterminés. A ISOLDE, l'horloge programmable est autonome. Elle se remet elle-même à zéro au bout d'un temps prédéterminé.

VIII.6 - Enregistrement des données

Dans la mémoire centrale de l'ordinateur, les différentes données - fréquence du laser, intensité de la fluorescence, intensité du jet radioactif, signaux de normalisation - sont stockés dans des matrices colonnes. Chacune de ces matrices est enregistrée sur un support magnétique (disque souple ou bande). L'ensemble des fichiers correspondant à une même mesure est rangé sous une étiquette commune, les fichiers étant distingués par un indice automatiquement attribué par le programme. Ces fichiers peuvent être relus pour traitement informatique.

VIII.7 - Cas des mesures utilisant la radiofréquence

Les grandeurs supplémentaires (valeur du champ magnétique ou de la radiofréquence) étaient notées manuellement.

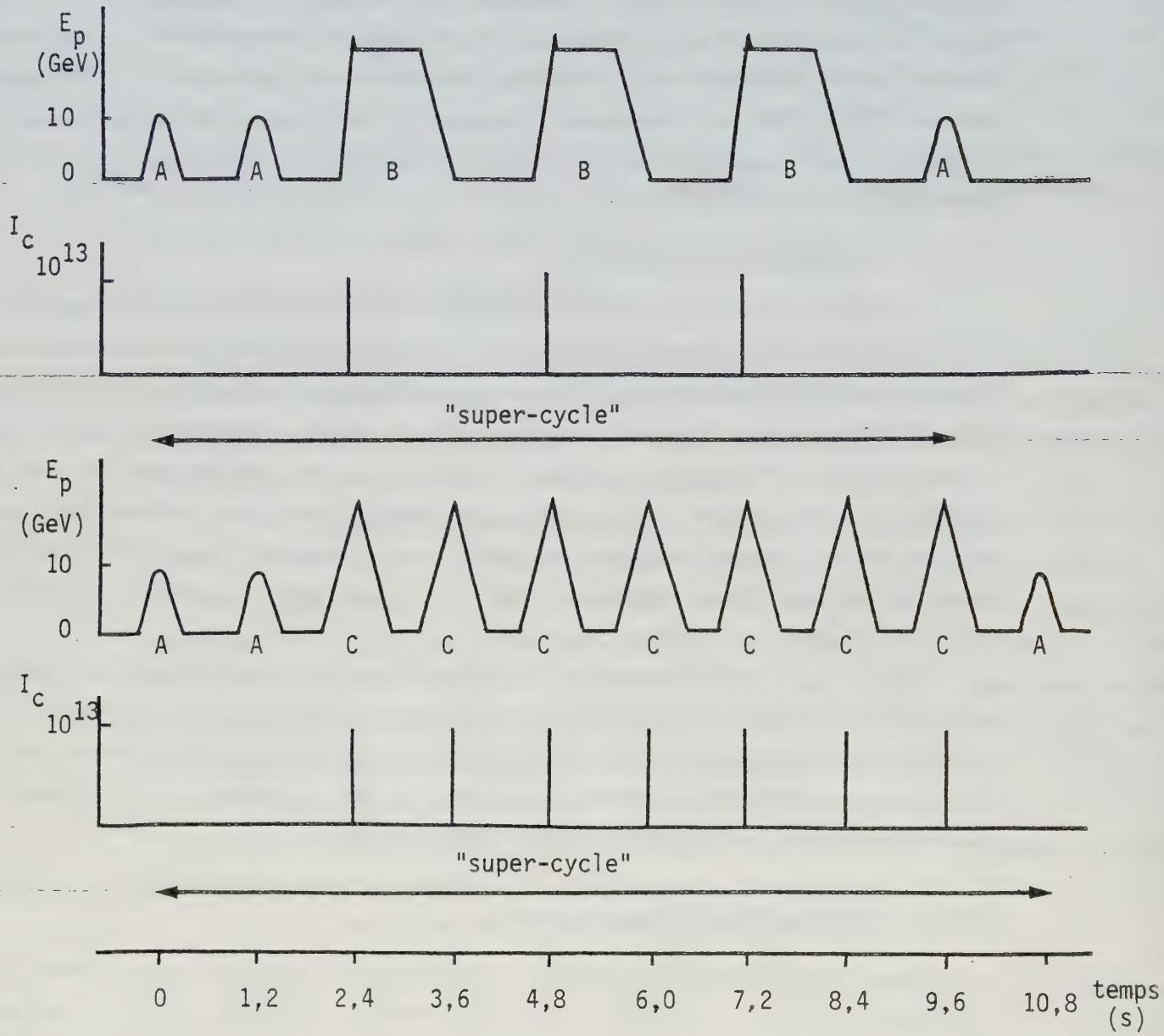


Fig. 31 Quelques uns des "super-cycles" du P.S. les plus utilisés durant nos expériences. Les éjections avaient lieu sur un cycle "B", alimentant également une extraction lente, ou sur un cycle "C" utilisé par nous seuls. Les cycles "A" sont destinés à être injectés dans le S.P.S. de 300 GeV.

I_p représente le nombre de protons sur notre cible.

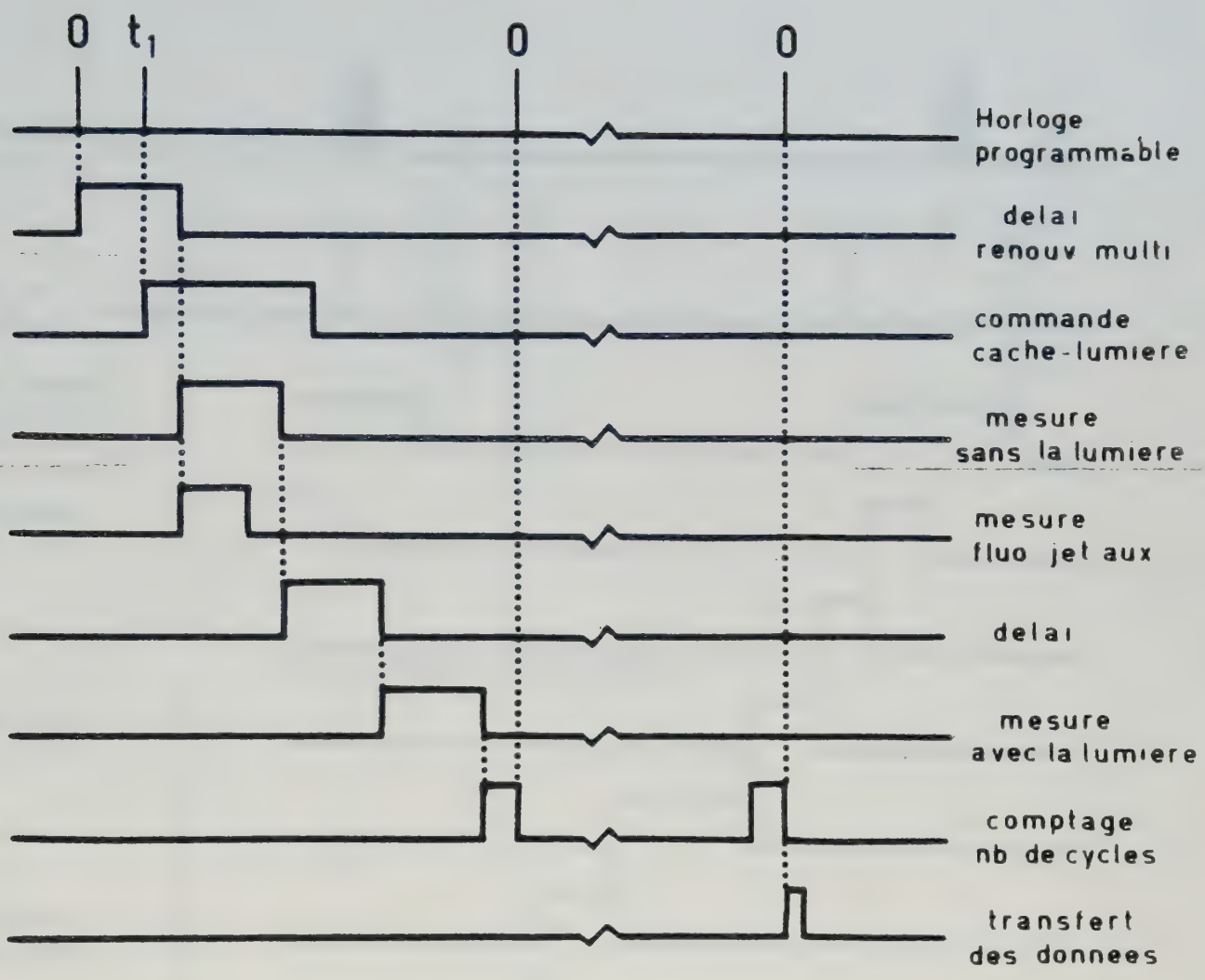


Fig. 32 Logique de la mesure à ISOLDE

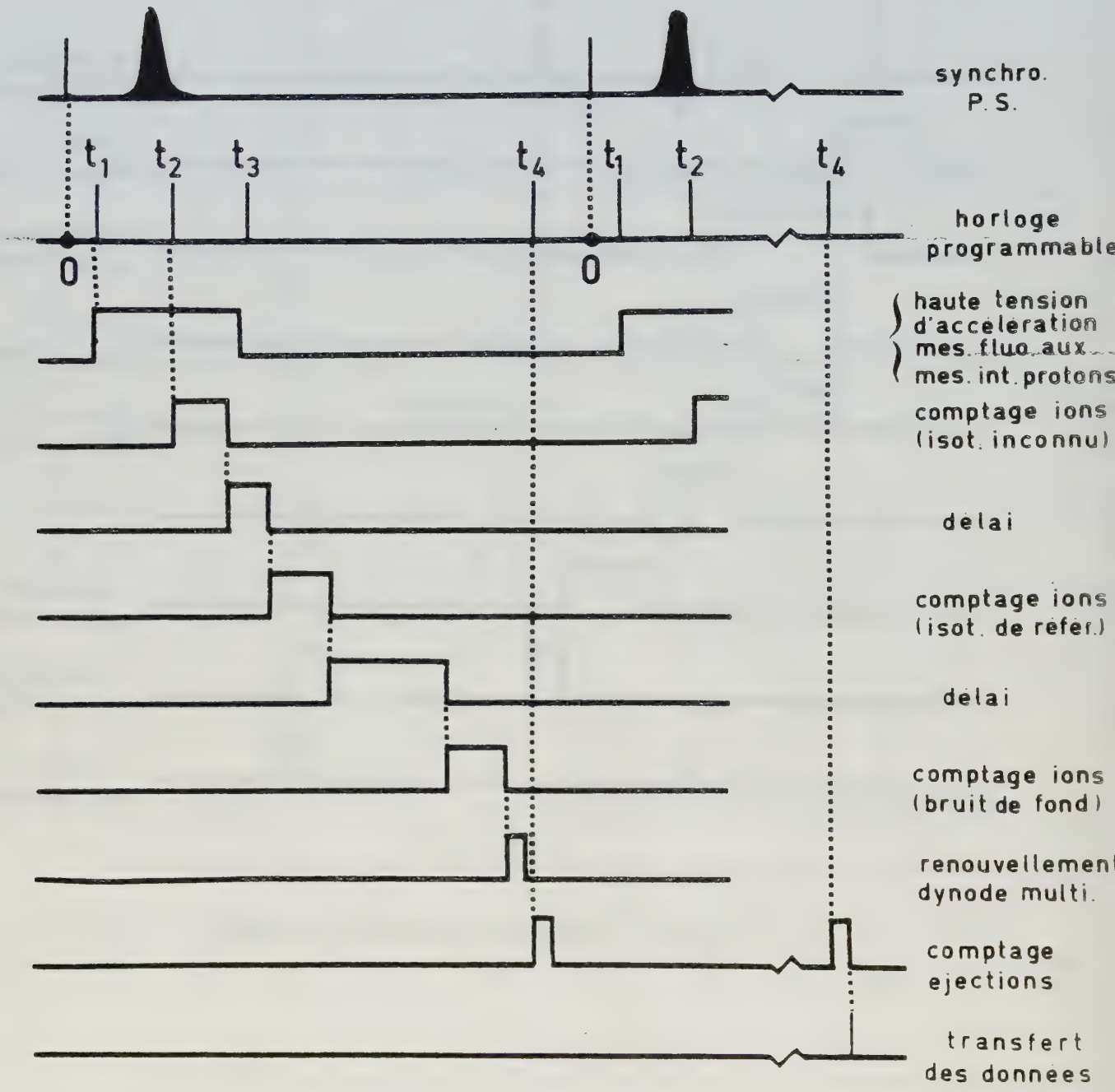


Fig. 33 Logique de la mesure au P.S.

C H A P I T R E V

TRAITEMENT DES DONNEES

Le dépouillement des résultats est fait en deux étapes :

- Reconstitution du spectre des niveaux atomiques
- Extraction des constantes de structure hyperfine et du déplacement isotopique.

Nous distinguerons les mesures purement optiques et les mesures utilisant la radiofréquence.

I - MESURES OPTIQUES

I.1 - Détermination de la position des pics

Nous avons vu que les résonances optiques provoquent une modulation de l'intensité du jet à l'entrée de l'ioniseur. Elles apparaissent donc comme des pics positifs ou négatifs dans un fond continu non nul (Cf. Fig. 3). L'écart entre deux points consécutifs est généralement de 3,75 MHz (pas du sigmamètre le plus souvent utilisé). La largeur d'un pic résolu est de l'ordre de la dizaine de points. Nous avons adopté comme position du pic obtenu après normalisation la valeur de l'abscisse de son centre de gravité.

I.1.1 - Normalisation d'un signal enregistré auprès du P.S.

C'est l'intensité I_p du faisceau de protons qui a tenu lieu le plus souvent de facteur de normalisation, combiné avec la mesure du fond résiduel constant I_c. Celui-ci est soustrait du comptage. Le résultat est ensuite normalisé à un nombre constant de protons I_{p_o}, voisin du nombre moyen de protons incidents I_p, par :

$$I_n = \frac{I - I_c}{I_p} \times I_{p_o}$$

I.1.2 - Normalisation d'un signal enregistré à ISOLDE

Pour chaque valeur de la fréquence, nous connaissons l'intensité du jet atomique avec et sans la lumière excitatrice. Les fluctuations du signal non dues à la lumière se retrouvent dans le signal sans lumière. Il suffit donc de soustraire le signal sans lumière du signal avec lumière et de faire ensuit un décalage de zéro pour obtenir un spectre normalisé.

I.1.3 - Détermination du centre de gravité d'un pic

Considérons le i-ème point du spectre, pour lequel l'intensité normalisé du jet radioactif a la valeur I_i :

Soient i_d et i_f des bornes arbitrairement fixées à l'intérieur desquelle se trouve le pic (Fig. 34). Nous définissons le centre de gravité du pic par

$$CG = \frac{\sum_{i=i_d}^{i_f} i(I_i - I_{fond})}{\sum_{i=i_d}^{i_f} (I_i - I_{fond})}$$

où I_{fond} est la valeur moyenne du fond continu. Cette valeur est calculée à partir de 5 à 10 points pris de part et d'autre de i_d et i_f.

On peut estimer l'erreur purement statistique en attribuant à chaque valeur I_i l'incertitude $\sigma(I_i) = \sqrt{I_i}$. En pratique, cette approche n'est pas valable. En effet, du fait même du principe de la mesure, pas à pas, l'erreur n'est pas uniquement statistique. La normalisation par l'intensité du jet atomique ou par la mesure du nombre de protons n'est jamais parfaite ; les fluctuations instantanées ne sont pas prises en compte. C'est pourquoi nous calculons le centre de gravité du pic de résonance pour plusieurs valeurs de i_d et i_f délimitant la zone d'intégration. Puisque nous soustrayons le fond moyen de l'intensité mesurée, la valeur calculée de CG ne devrait théoriquement pas dépendre des bornes. Pratiquement, nous prenons comme valeur du centre de gravité la moyenne arithmétique des valeurs calculées pour une dizaine d'intervalles d'intégration (i_d, i_f) et pour erreur la dispersion des valeurs calculées :

$$\overline{CG} = \sum_{(i_d, i_f)} \frac{CG(i_d, i_f)}{n}$$

$$\sigma(\overline{CG}) = \sqrt{\frac{\sum_{(i_d, i_f)} \left[CG(i_d, i_f) - \overline{CG}^{\,2} \right]}{n-1}}$$

où n est le nombre des couples (i_d, i_f) utilisés.

Lorsque les pics ne sont pas résolus (cas de plusieurs isotopes du sodium et du potassium), leur position est déterminée par une déconvolution faite par un programme mis au point par J.M. Serre et Ph. Guimbal [48,49].

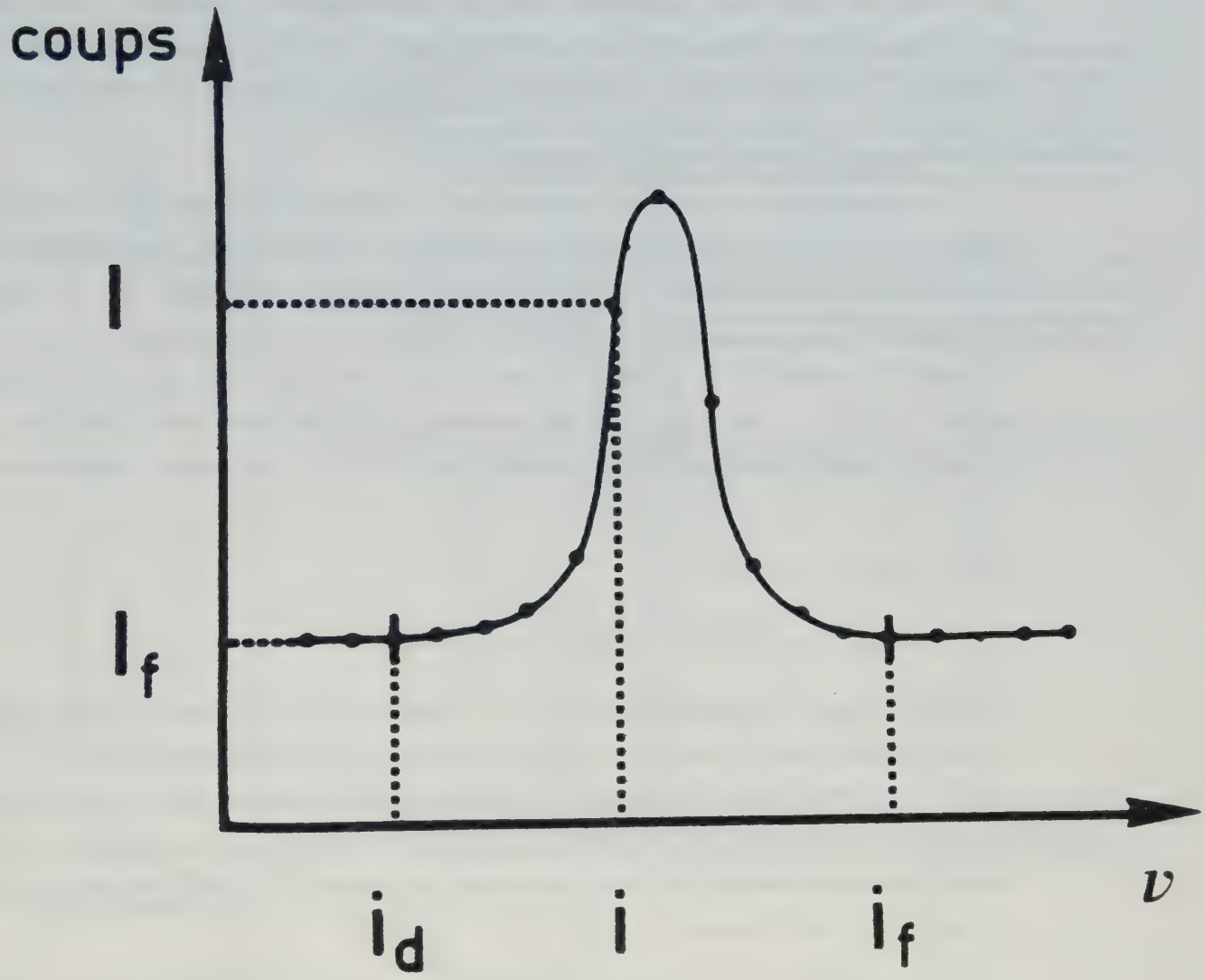


Fig. 34 Illustration du calcul du centre de gravité d'un pic.

La forme des pics est approchée par une combinaison linéaire d'une gaussienn et d'une lorentzienne, dont les coefficients sont déterminés à l'aide de pics résolus. La déconvolution est effectuée par une méthode de moindres carrés.

I.2 - Correction de l'effet Zeeman

L'interaction entre la lumière et le jet atomique se fait dans une région où existe un faible champ magnétique directeur et les transitions son induites par une lumière polarisée : il y a donc changement de la valeur de m_F, égal à plus ou moins un suivant le sens de la polarisation et la fréque à laquelle apparait la transition se trouve décalée dans un sens ou dans l' autre (Fig. 35). Soit H_o le champ magnétique directeur. Nous avons vu (Ch.II § II.4.1) que l'énergie d'interaction entre H_o et le moment magnétique total est : $\Delta W_{F,H} = \mu_B H_o g_F m_F$

où m_F varie de -F à +F

$$\text{et} \quad g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)}$$

Suivant le sens de polarisation de la lumière ($\sigma^{\pm}$) les transitions entre sous-niveaux Zeeman des deux niveaux hyperfins se font avec une $\Delta m_f = \pm 1$. Le déplacement observé de la transition par rapport à sa valeur en champ nul est obtenu en pondérant les écarts pour chaque composante de la sous-structure Zeeman par son intensité relative, qui est proportionnelle au carré du coefficient 6j: $\begin{pmatrix} F' & 1 & F \\ -m_{F'} & \pm 1 & m_F \end{pmatrix}$

où F' se rapporte à l'état excité et où m_F et $m_{F'}$ sont reliés par $m_{F'} = m_F \pm 1$ suivant la polarisation $\sigma^{\pm}$ de la lumière.

I.3 - Reconstitution des spectres

La position des pics de résonance ayant été calculée et corrigée de l'effet Zeeman, on la compare à celle correspondant au signal donné par le jet stable de référence. On obtient ainsi une position absolue des pics. Pou réduire la plage de balayage de la fréquence laser, on utilise généralement la transition de l'isotope de référence la plus proche de celle qui est étudiée. La structure hyperfine de la référence étant généralement très

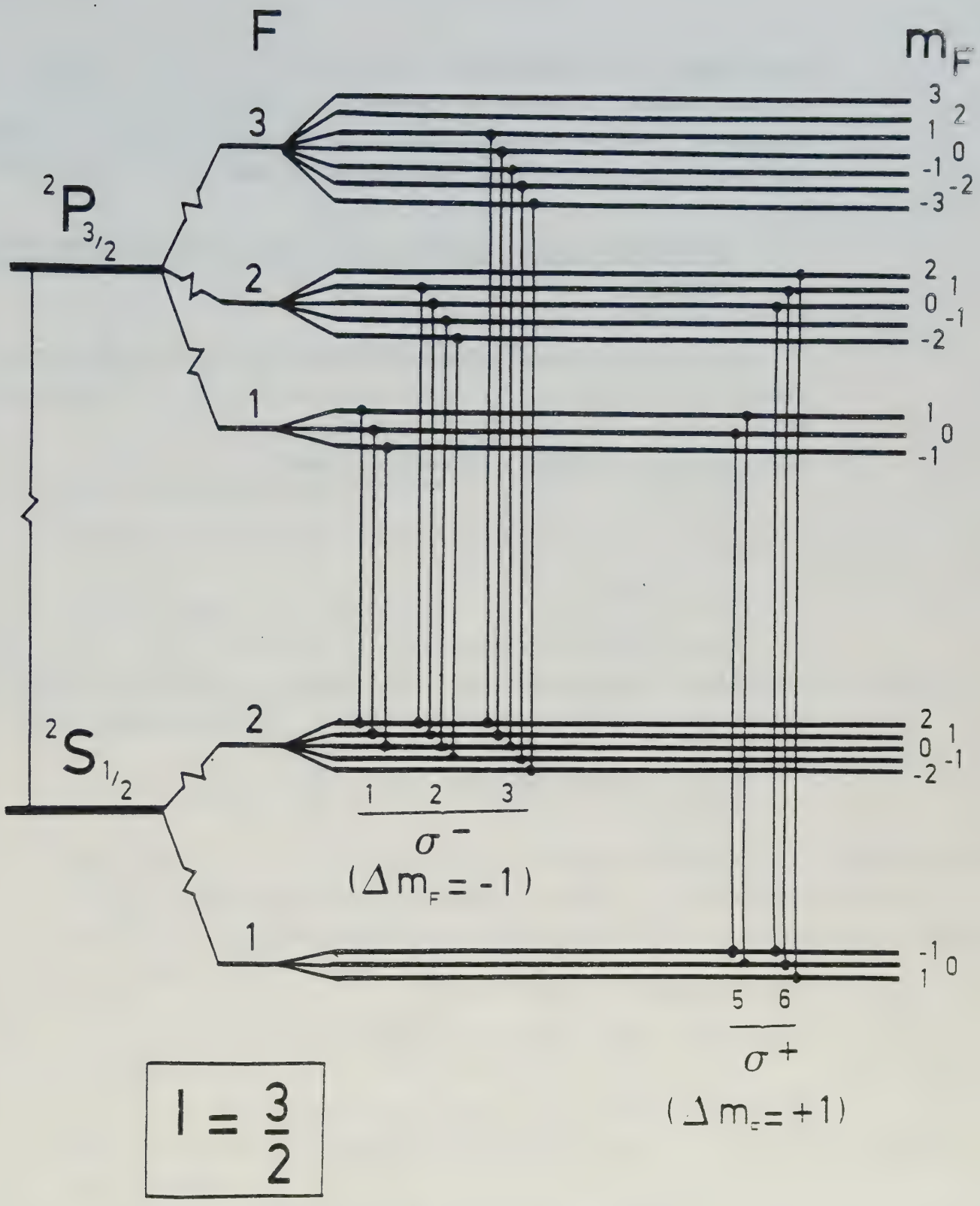


Fig. 35 Déplacement du centre de gravité d'une transition en présence d'un champ magnétique externe faible. Chaque niveau hyperfin se décompose en sous-niveaux Zeeman, caractérisés par m_F. Afin d'avoir le maximum de modulation, les transitions 1, 2, et 3 sont observées en lumière polarisée σ^-, et les transitions 5 et 6 en lumière σ^+.

bien connue, les positions des pics peuvent être toutes ramenées à une origine commune, le centre de gravité de la structure hyperfine de la référence. C'est cette donnée qui est utilisée ensuite pour la détermination des constantes de structure hyperfine et du déplacement isotopique.

1.4 - Détermination du déplacement isotopique et des constantes de structure hyperfine.

1.4.1 - Raie D_2

Nous supposons avoir déterminé la position des cinq résonances observables. Soient, ν_1, ν_2, ν_3, ν_5 et ν_6 les fréquences des transitions observées telles qu'elles sont définies sur la figure 3.

Nous posons, pour simplification d'écriture :

$A(^2S_{1/2}) = A$

$A(^2P_{3/2}) = a$

$B(^2P_{3/2}) = b$

ν_o est la fréquence associée à la transition $^2S_{1/2} - {}^2P_{3/2}$ en l'absence de structure hyperfine, c'est à dire associée à l'écart des centres de gravi F et F' seront associés respectivement à l'état fondamental $^2S_{1/2}$ et à l'éta excité $^2P_{3/2}$.

Compte tenu des équations (5) et (6) nous avons :

$$\nu_1 = \nu_{F = I+1/2,\ F' = I-1/2}$$

$$= \nu_o + a\frac{C'}{2} + b\ \frac{C'(C'+1) - I(I+1)\ J(J+1)}{2I(2I-1)\ J(2J-1)} - A\frac{C}{2}$$

où $C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$

soit $\nu_1 = \nu_o - \frac{I}{2}A - \frac{I+4}{2}a - \frac{2I^2-I-6}{4I(2I-1)}b$

En posant de même : $\nu_2 = \nu_{F=I+1/2,\ F'=I+1/2}$

$\nu_3 = \nu_{F=I+1/2,\ F'=I+3/2}$

$\nu_5 = \nu_{F=I-1/2,\ F'=I-1/2}$

$\nu_6 = \nu_{F=I-1/2,\ F'=I+1/2}$

On a ainsi le système :

$$\begin{cases} \nu_1 = \nu_o - \frac{I}{2} A - \frac{I+4}{2} a - \frac{2I^2-I-6}{4I(2I-1)} b \\ \nu_2 = \nu_o - \frac{I}{2} A + \frac{I-3}{2} a - \frac{I+3}{4I} b \\ \nu_3 = \nu_o - \frac{I}{2} A + \frac{3I}{2} a + \frac{1}{4} b \\ \nu_5 = \nu_o + \frac{I+1}{2} A - \frac{I+4}{2} a - \frac{2I^2-I-6}{4I(2I-1)} b \\ \nu_6 = \nu_o + \frac{I+1}{2} A + \frac{I-3}{2} a - \frac{I+3}{4I} b \end{cases}$$

qui peut se mettre sous la forme matricielle : $Y = AX$

où Y est la matrice des données : $Y = \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \vdots \\ \nu_6 \end{pmatrix}$

X est la matrice des inconnues : $X = \begin{pmatrix} \nu_o \\ A \\ a \\ b \end{pmatrix}$

Soit Σ la matrice diagonale (5x5) des inverses des carrés des écarts-type sur les données :

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \sigma(\nu_1)^{-2} & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \sigma(\nu_2)^{-2} & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ 0 \cdots & & \cdots & \sigma(\nu_6)^{-2} \end{pmatrix}$$

(cette matrice est bien diagonale car toutes les mesures sont indépendantes)

Le système Y = AX contient un nombre de données indépendantes supérieur au nombre d'inconnues. L'optimisation de la matrice des inconnues par une méthode de moindres carrés conduit à la solution [50] :

$$\begin{cases} X = (A^T \Sigma A)^{-1} (A^T \Sigma Y) \\ \text{var } X = (A^T \Sigma A)^{-1} \end{cases}$$

var X est la matrice des carrés des écarts-types sur les valeurs optimales des inconnues.

Ce traitement est réalisé par un programme écrit en langage BASIC pour l'ordinateur PDP 11.34.

I.4.2 - Raie D_1

Le cas de la raie D_1 est plus simple que celui de la D_2 puisque nous n'avons que trois inconnues : le déplacement isotopique et les facteurs $A(^2S_{1/2})$ et $A(^2P_{1/2})$.

Les positions des raies sont données par :

$$\begin{cases} \nu_1 = \nu_o - \frac{I}{2} A - \frac{I+1}{2} a \\ \nu_2 = \nu_o - \frac{I}{2} A + \frac{I}{2} a \\ \nu_3 = \nu_o + \frac{I+1}{2} A - \frac{I+1}{2} a \\ \nu_4 = \nu_o + \frac{I+1}{2} A + \frac{I}{2} a \end{cases}$$

où l'on a encore $A = A(^2S_{1/2})$ et $a = A(^2P_{1/2})$. Quand toutes les transitions ont été étudiées, ce système de quatre équations à 3 inconnues est résolu par la méthode des moindres carrés comme pour la raie D_2.

Lorsque le facteur A est déjà très bien connu, on en déduit a puisque le rapport A/a est constant - à l'anomalie hyperfine près - pour les isotopes d'un même élément. Le déplacement isotopique peut alors être déterminé à part d'une seule transition, venant généralement du niveau F=I+1/2, car c'est cell qui donne la plus grande modulation.

I.5 - Erreurs

L'erreur sur la détermination de la position des résonances a deux composantes :

- d'une part l'erreur aléatoire sur la détermination du centre de gravité du pic observé, calculée précédemment au paragraphe I.1.3..
- d'autre part les erreurs systématiques dues à un éventuel déplacement Dopp résiduel ou encore à la non linéarité du sigmamètre.

L'effet Doppler est théoriquement compensé en faisant revenir le faisce sur lui-même et en réglant le faisceau incident de façon à avoir une largeur minimale des pics de résonance : en faisant revenir le faisceau lumineux exa tement sur lui-même, il y a compensation des effets Doppler entre l'aller et le retour, mais si l'effet n'est pas nul, la résonance observée est élargie d'autant. Il faut alors régler l'angle d'incidence du faisceau aller, et modifier en conséquence le faisceau retour qui doit toujours coïncider avec

le faisceau aller, jusqu'à ce que le jet atomique et le faisceau lumineux fassent un angle aussi près que possible de 90°, conduisant ainsi à une largeur minimale du pic de résonance.

En pratique, ce réglage est difficile à réaliseret surtout à maintenir dans le temps. En effet, à cause du très grand bras de levier entre la sortie du laser et le jet atomique (de l'ordre de 12 mètres), un faible décalage angulaire peut faire perdre complètement le croisement des deux faisceaux.

De plus, ce même réglage doit aussi être obtenu sur le jet de référence (mesure de déplacement isotopique). L'erreur globale maximum qui peut-être faite est de l'ordre de 1MHz.

Les erreurs systématiques éventuelles dues au sigmamètre ont été étudiées en détail par P. Juncar [51]. Elles restent toujours inférieures à 1MHz.

II - MESURES UTILISANT LA RADIOFREQUENCE

Ces mesures permettent de déterminer un écart entre deux niveaux hyperfins d'un atome. On obtient donc les facteurs de structure hyperfine $A(^2S_{1/2})$, $A(^2P_{1/2,3/2})$, $B(^2P_{3/2})$, mais pas le déplacement isotopique.

Les mesures que nous avons faites concernent le niveau fondamental $^2S_{1/2}$ ou le niveau excité $^2P_{3/2}$.

II.1 - Mesures dans le niveau fondamental

Les niveaux $^2S_{1/2}(F=I\pm1/2)$ ayant une durée de vie infinie, la largeur naturelle est très petite. Nous avons fait des mesures pour $^{42-45}$K. L'effet Zeeman est non seulement impossible à négliger, mais encore les sous-niveaux Zeeman sont totalement résolus.Comme nous l'avons précisé au § IV.1 du chapitre III, l'assignation des transitions observées est relativement aisée en supprimant le champ H_o : en son absence, seules les transitions avec $\Delta m_F=0$, dues au champ de fuite de l'hexapôle, sont observées, tandis qu'en sa présence, les transitions avec $\Delta m_F=0,\pm1$ sont détectées.

La figure 8 montre la structure Zeeman du potassium 43 et les transitions radiofréquences observables. L'énergie de séparation du fondamental est celle de la transition $(F=2, m_F=0) \rightleftarrows (F=1, m_F=0)$, au second ordre en H_o près.

La lumière laser était réglée pour pomper les atomes vers le niveau F=1 produisant un signal négatif. Quand la radiofréquence est à la résonance, elle détruit partiellement cette polarisation et ramène le signal à une valeur supérieure. Les pics apparaissent donc comme positifs.

Dans le cas d'un isotope de masse paire (donc impair en neutrons) comme le potassium 44 (Fig. 36) - dont le moment magnétique est négatif - l'écartement du niveau fondamental est donné au premier ordre par les transitions $(F=\frac{5}{2}, m_F=-\frac{1}{2}) \rightleftarrows (F=\frac{3}{2}, m_F=\frac{1}{2})$ et $(F=\frac{5}{2}, m_F=+\frac{1}{2}) \rightleftarrows (F=\frac{3}{2}, m_F=-\frac{1}{2})$ puisque $g_{I+\frac{1}{2}} = -g_{I-\frac{1}{2}} = \frac{g_J}{2I+1}$

On calcule le barycentre du pic correspondant à la transition (ou du doublet non résolu). En tenant compte des termes du 2ème ordre en H_o, on obtient l'écart hyperfin en champ nul.

II.2 - Mesures dans l'état excité $^2P_{3/2}$

Ces mesures ont été faites pour $^{21,25-29}$Na. Lors de l'exposé du principe de la méthode, nous avons vu que celle-ci présente des difficultés expérimentales importantes. En particulier, il est difficile de maintenir la puissance de la radiation radiofréquence à une valeur constante. Aussi, nous avons effectué pour chaque isotope, plusieurs mesures indépendantes en balayant plusieurs fois l'intervalle de fréquence étudié. Ainsi les erreurs systématiques se sont trouvées moyennées. La figure 9 montre un exemple de courbe donnant le nombre d'ions en fonction de la fréquence, obtenue pour une dizaine de balayages de fréquence indépendants les uns des autres. Tous les points se placent sur une courbe régulière de laquelle on peut tirer avec une bonne précision la valeur du minimum correspondant à l'intervalle séparant les deux niveaux. La valeur

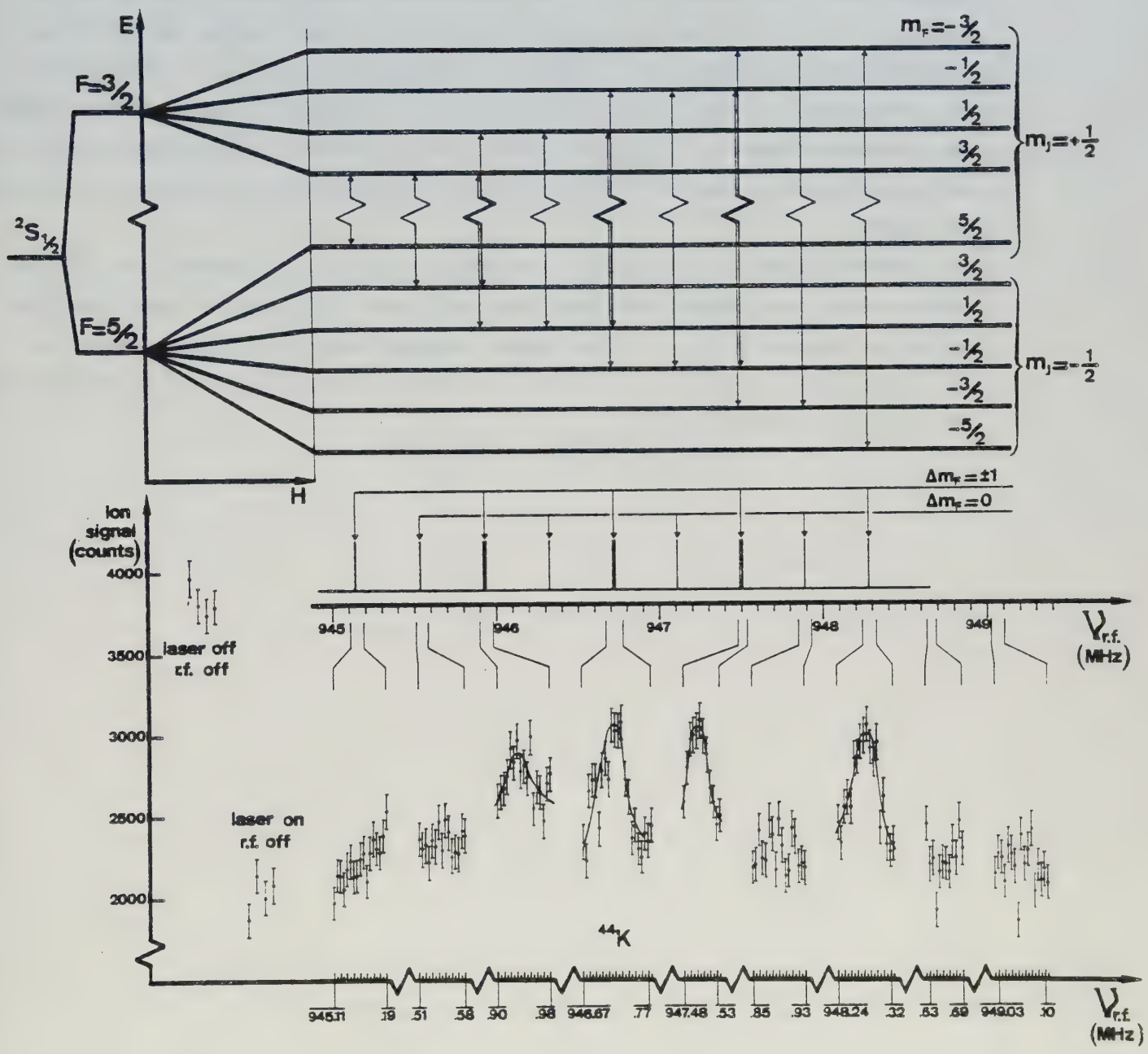


Fig. 36 Mesure de l'intervalle hyperfin du niveau fondamental du potassium 44 (I=2). Le moment magnétique est négatif. Comme sur la figure 8, l'échelle des fréquences a été dilatée sur la partie inférieure de la figure.

adoptée est le barycentre des fréquences utilisées pondérées par la profondeur de la modulation. Afin d'avoir une modulation maximum du signal, la lumière laser est polarisée σ^+. La présence du champ magnétique directeur provoque un effet Zeeman parasite dont il faut tenir compte. En effet ce champ déplace la fréquence lumineuse à laquelle se produit la transition $^2S_{1/2}(F=I+1/2)$ $^2P_{3/2}(F'=I+3/2)$ et de plus il modifie l'écart mesuré entre les niveaux excités $^2P_{3/2}(F'=I+3/2)$ et $^2P_{3/2}(F'=I+1/2)$. Le détail des calcu est donné pas J.M. Serre[48]. La correction apportée reste faible, de l'ordre de 500kHz.

Généralement, la structure hyperfine du niveau fondamental est connue, souvent avec une grande précision. En négligeant l'anomalie hyperfine, la valeur du facteur $A(^2P_{3/2})$ s'en déduit immédiatement. La connaissance du seul intervalle F'=I+3/2 - F'=I+1/2 du niveau excité $^2P_{3/2}$ est suffisante pou déterminer le facteur $B(^2P_{3/2})$.

C H A P I T R E V I

RESULTATS EXPERIMENTAUX

I - INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous allons présenter les résultats de nos mesures - spins, facteurs spectroscopiques et déplacement isotopique. Nous en tirerons les grandeurs nucléaires immédiatement accessibles, c'est-à-dire les moments nucléaires, magnétiques et quadrupolaires et la variation du carré moyen du rayon de charge.

Le traitement étant le même pour tous les éléments - excepté le déplacement isotopique du sodium - nous allons donner dès maintenant les paramètres nécessaires aux calculs.

I.1 - Moments magnétiques

La relation (7) nous permet de déduire le moment magnétique d'un noyau quelconque dont on connait le spin et la structure hyperfine si l'on dispose d'un noyau de référence pour lequel ces trois grandeurs sont connues.

Les noyaux de calibration et les valeurs correspondantes de I, A et μ sont rassemblés dans la table III.

I.2 - Moments quadrupolaires

Nous avons utilisé le travail de compilation de Rosén et Lindgren [7] pour passer du facteur $B(^2P_{3/2})$ au moment quadrupolaire spectroscopique Q_s (relation 8) :

$$Q_s = \frac{1.06395\ 10^{-2}}{\langle r^{-3} \rangle} \frac{1}{1-R} B(^2P_{3/2})$$

Les compilations de la référence 7 montrent que les calculs "ab initio" du type Hartree-Slater donnent les meilleurs prévisions du moment magnétique. Nous avons donc utilisé les résultats de ces calculs pour estimer la valeur de $\langle r^{-3} \rangle$. Le facteur correctif d'écran $\frac{1}{1-R}$ a été pris dans le travail de Sternheimer et Peierls [8].

L'ensemble des constantes numériques utilisées est reporté dans la table IV.

Isotope de référence	I	μ (μ_n)	$A(^2S_{1/2})$ (MHz)
$^{23}_{11}Na$	3/2	2,2175203 (22) [a]	885,8130644 (5) [a]
$^{39}_{19}K$	3/2	0,391427 (27) [b]	230,8598602 (19) [b]
$^{87}_{37}Rb$	3/2	2,751816 (2) [c]	3417,341307 (2) [b]
$^{133}_{55}Cs$	7/2	2,582065 (9) [b]	2298,157943 (5) [b]

[a] Réf. 52 [b] Réf. 27 [c] Réf. 53

Table III Noyaux de référence pour la détermination des moments magnétiques

Elément	$\langle r^{-3} \rangle$ [a]	$(1-R)^{-1}$ [b]	$Q_s/B(^2P_{3/2})$ (barn/MHz)
$_{11}Na$	0,218	0,847	$4,134\ 10^{-2}$
$_{37}Rb$	0,796	0,796	$1,064\ 10^{-2}$
$_{55}Cs$	1,227	0,807	$6,9998\ 10^{-3}$

[a] Réf. 7 [b] Réf. 8

Table IV Constantes pour la détermination des moments quadrupolaires

Elément	Raie	λ [a] (Å)	$\tilde{\sigma}$ (cm^{-1})	K_n (MHz x uma)	F (MHz/fm^2)
$_{11}Na$	D_1	5896	16956,7	278871	-47
	D_2	5890	16973,4	279145	
$_{19}K$	D_1	7699	12984,8	212017	-128
$_{37}Rb$	D_2	7800	12816,5	212961	-650
$_{55}Cs$	D_2	8521	11732,3	192950	-2313
	D_1'	4594	21761,4	357889	

[a] Réf. 57

Table V Constantes pour la détermination de $\delta\langle r^2 \rangle$ à partir du déplacement isotopique

I.3 - Variation du carré moyen du rayon de charge

La détermination de la variation du carré moyen du rayon de charge est effectuée en deux étapes :

i) extraction de l'effet de volume du déplacement isotopique,

ii) calcul de $\delta\langle r^2\rangle$ à partir de l'effet de volume.

Nous allons examiner successivement ces deux points :

I.3.1 - Détermination de l'effet de volume

Il correspond à la différence entre le déplacement isotopique expérimental et la valeur calculée du déplacement dû à l'effet de masse. Si le calcul de l'effet de Bohr (effet normal de masse) est aisé (éq. 12), il n'en va pas de même pour l'effet spécifique. Une méthode consiste à comparer les déplacements isotopiques provenant de méthodes de mesure différentes - optiques d'une part et spectres X électroniques ou muoniques d'autre part - au moyen d'un diagramme de King [54]. Cependant, des mesures sur trois isotopes au moins sont requises. Cette condition n'a malheureusement pas encore été satisfaite pour les alcalins.

Nous avons alors utilisé une autre méthode beaucoup plus indirecte et moins précise, qui donne une évaluation de $\delta\langle r^2\rangle$ à partir de l'étude des noyaux X muoniques ou de la diffusion électronique, quand deux isotopes stables existent (cas du potassium et du rubidium). On peut en déduire la valeur de $\delta\nu_{vol}$ (Cf. le paragraphe suivant) et de là la constante d'effet total de masse. Mais le calcul reste entaché de l'incertitude sur la constante de proportionnalité entre $\delta\nu_{vol}$ et $\delta\langle r^2\rangle$.

Les seules données expérimentales dont nous disposons actuellement concernent le déplacement dans le spectre X des atomes muoniques pour les paires ^{39,41}K et ^{85,87}Rb. Les résultats seront précisés lors de la présentation de chacun de ces éléments.

Il convient cependant d'être circonspect car la grandeur physique qui est évaluée à l'aide des atomes muoniques est le rayon équivalent [55] $R_k = \frac{1}{3}(k+3)\langle r^k\rangle^{1/k}$ pour lequel k n'est pas strictement égal à 2 [55]. Le passage à $\delta\langle r^2\rangle$ fait intervenir un modèle pour la distribution de charge, en l'occurrence une distribution de Fermi dont l'épaisseur de surface est nulle [56].

I.3.2 - Calcul de $\delta\langle r^2\rangle$ à partir de l'effet de volume

Nous avons suivi la démarche de Heilig et Steudel [16] pour évaluer la constante électronique F intervenant dans la relations (13).

i) évaluation de $E = \frac{\pi a_o^3}{Z} \Psi_s^2(o)\, \beta_e$ (relation (14)). La probabilité de présen de l'électron s au centre du noyau est calculée à partir de la structure hyp fine du niveau fondamental $^2S_{1/2}$ par la formule de Fermi-Segré [3], pour l'iso tope le mieux connu. Elle est utilisée pour tous les autres isotopes :

$$\Psi_s^2(o) = \frac{I\, A(^2S_{1/2})}{\mu_I} \frac{1}{\pi a_o^3} \frac{3}{8} \frac{1}{hc\, R_\infty} \frac{1}{\alpha^2} \frac{m_p}{m_e} \frac{1}{F(j,Z)\ (1-\delta)\ (1-\varepsilon)}$$

$$= 1.250\ 10^{-3} \frac{I\, A(^2S_{1/2})\ [MHz]}{\mu_I\ [\mu_N]} \frac{1}{F(j,Z)\ (1-\delta)\ (1-\varepsilon)}\ a_o^{-3}$$

β_e a été calculé par des méthodes auto-consistantes du type Hartree-Fock (Cf. Réf. 22) et est trouvé égal à 1,1 pour le sodium et pour le césium. C'est cette valeur que nous avons utilisée pour tous les autres éléments.

ii) évaluation de f(Z)

Nous avons utilisé l'approximation de Breit et Rosenthal pour calculer f(Z) dans le cas des éléments légers (Na et K). Nous avons tenu compte des corrections relativistes introduites par Babushkin [14] pour les éléments lourds (Rb, Cs et Fr).

Les valeurs des coefficients F sont compilées dans la table V.

II - ISOTOPES DU SODIUM

La figure 37 montre les positions relatives des différents pics de résonance des isotopes du sodium que nous avons mesurés dans la raie D_1 $3s\ ^2S_{1/2} - 3p\ ^2P_{1/2}$. De ces résonances, nous avons pu déduire les facteurs spectroscopiques $A(^2S_{1/2})$ et $A(^2P_{1/2})$ d'une part et le déplacement isotopique d'autre part des isotopes de nombre de masse A allant de 20 à 31. Sur la figure 38 nous présentons les profils mesurés des structures du niveau $3p\ ^2P_{3/2}$ (raie D_2) des isotopes de nombre de masse A = 21, 25, 26 et 27. La connaissance de ces structures nous a permis de fixer la fréquence du laser sur la transition $^2S_{1/2}(F=I+1/2) \rightarrow {}^2P_{3/2}(F=I+3/2)$ pour induire ensuite la transition radiofréquence entre les niveaux F'=I+3/2 et F'=I+1/2 du niveau $^2P_{3/2}$. Les courbes de double résonance observées sont données sur la figure 39.

Nous allons maintenant détailler ces résultats.

II.1 - Spins

Par résonance magnétique dans l'état fondamental, nous avons pu mesurer les spins de $^{26-30}Na$, jusqu'alors inconnus ou uniquement assignés grâce à la spectroscopie nucléaire (Table VI).

Le spin de l'isotope de masse 31 a été assigné à la valeur 3/2, de par l'allure de la structure hyperfine. Le faible taux de comptage ne nous a pas permis une mesure directe. Les autres valeurs de I conduiraient à des valeurs du moment magnétique et de l'effet de volume assez improbables (ainsi l'ordre de grandeur de la variation du carré moyen du rayon de charge, que nous estimerons plus tard à 1,3 fm^2 environ, passe à plus de 7 fm^2 pour un spin $\frac{5}{2}$.)

II.2 - Facteur $A(^2S_{1/2})$ et moment magnétique

Le moment magnétique de l'isotope ^{23}Na est connu par résonance magnétique nucléaire . Nous en déduisons le moment magnétique de tous les isotopes dont nous connaissons la structure hyperfine du niveau fondamental $^2S_{1/2}$. Les résultats sont rassemblés dans la table VI. L'isotope de masse 20 a été étudié par résonance magnétique dans l'état fondamental. Les autres résultats proviennent directement des mesures optiques. Nous y donnons également les résultats obtenus par d'autres auteurs. Les valeurs sont toujours cohérentes à l'intérieur d'une déviation standard.

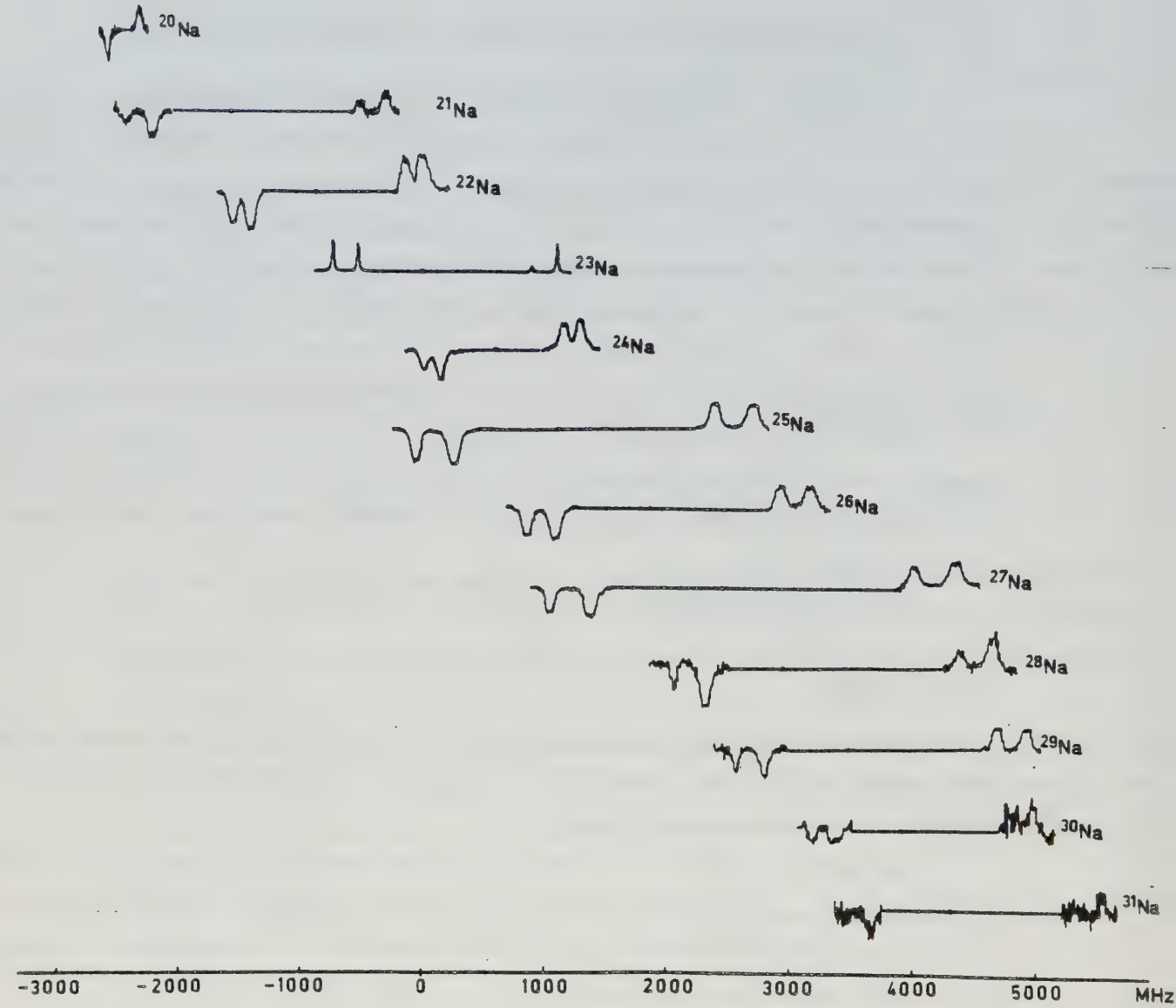


Fig. 37 Positions relatives des résonances observées pour les isotopes du sodium.

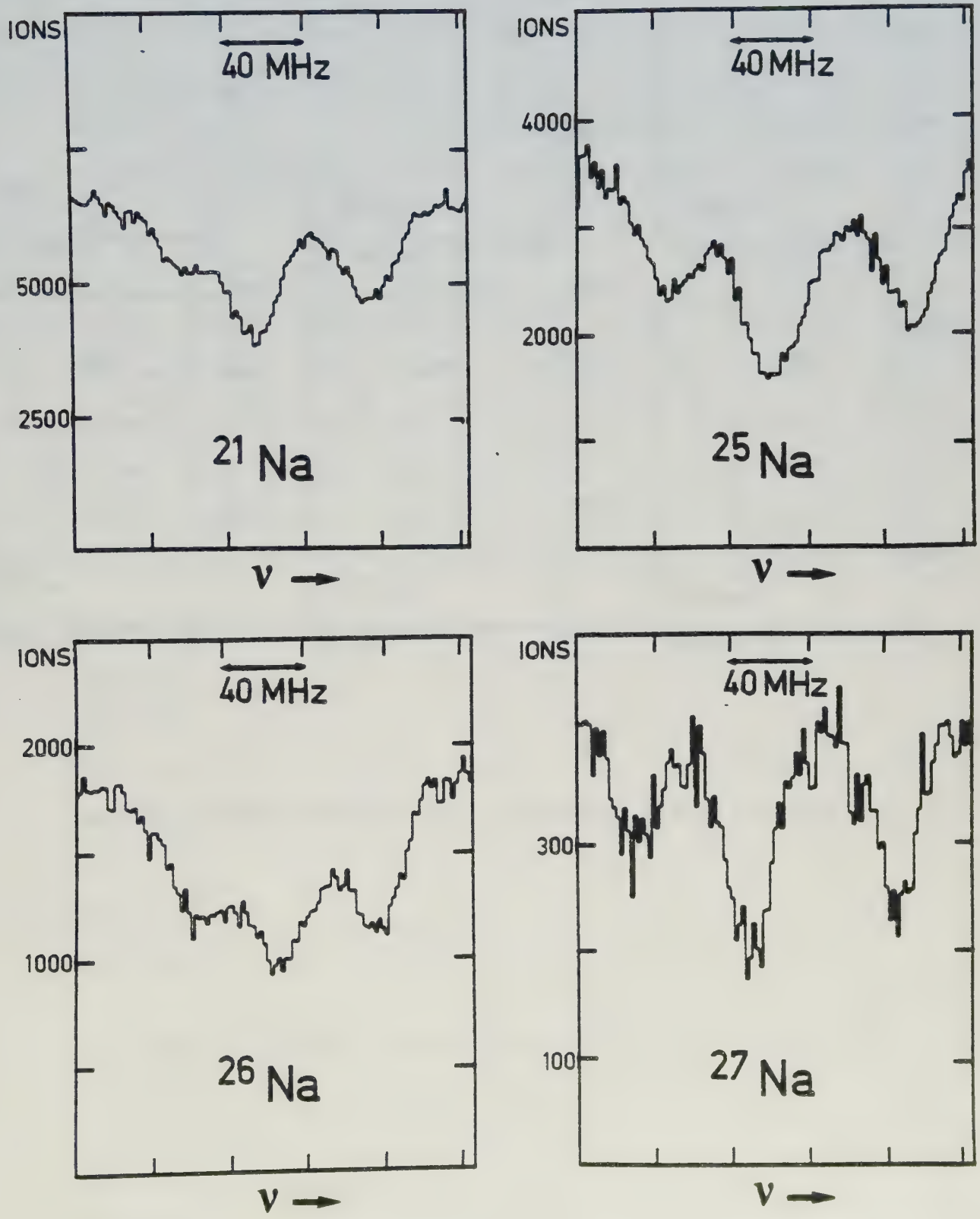


Fig. 38 Structures observées pour l'état $^{2}P_{3/2}$ de $^{21,25-27}Na$.

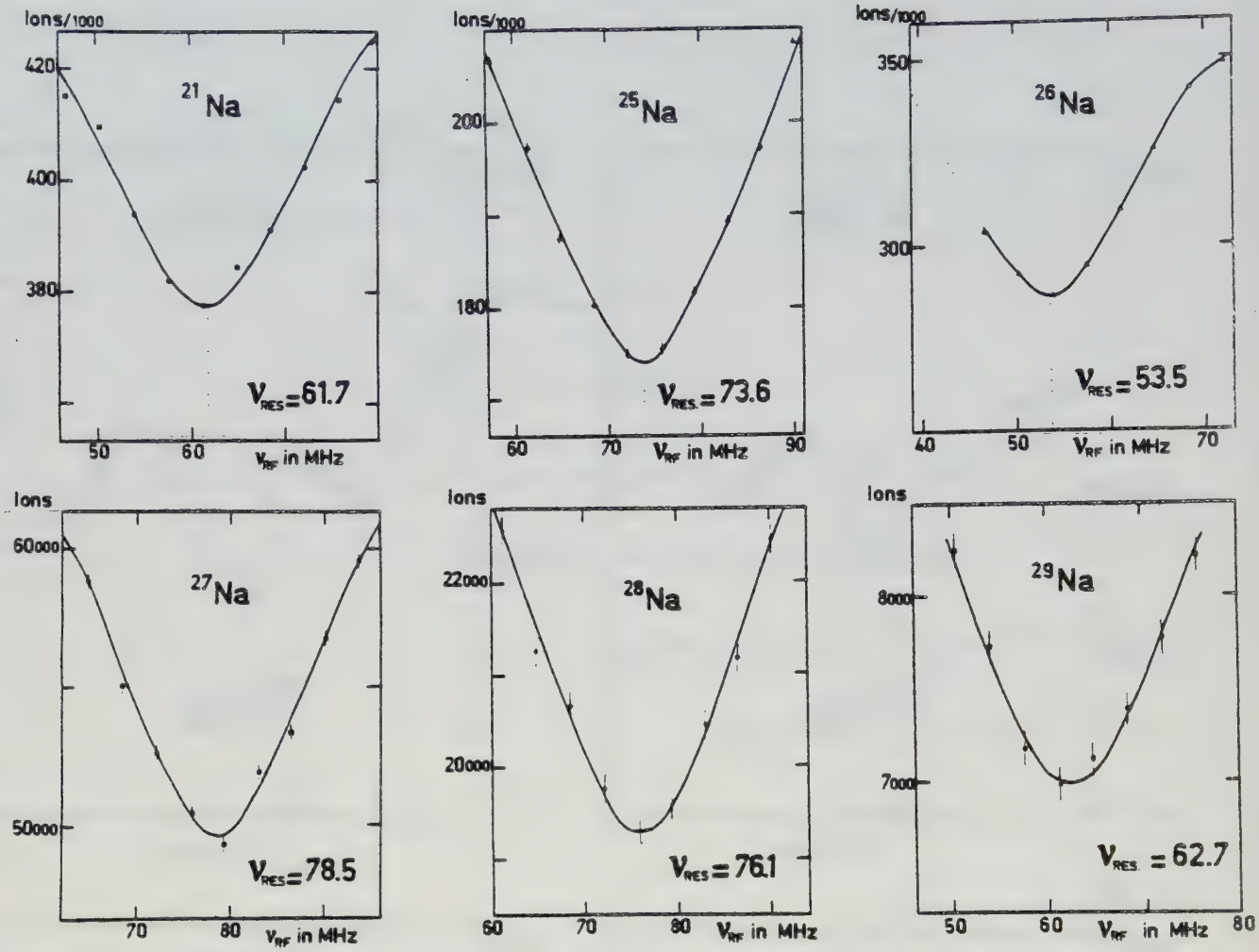


Fig. 39 Signal observé par double résonance pour le sodium.

A	$T_{1/2}$	I	$A(^2S_{1/2})$ (MHz)		μ (μ_n)
			ce travail	autres résultats	
20	0,446 s	2	110,6 (17)	110,742 (5) [c]	0,369 (6)
21	22,5 s	3/2	954,1 (23)	953,233 (10) [d]	2,388 (6)
22	2,6 a	3	349,3 (8)	348,75 (1) [e]	1,749 (4)
23	stable	3/2		885,8130644 (5) [f]	2,217520 (2)
24	15,02 h	4	253,45 (15)	253,185018 (23) [g]	1,6919 (10)
25	59,6 s	5/2	882,7 (9)	882,8 (10)	3,683 (4)
26	1,07 s	3 [a]	569,4 (3)		2,851 (2)
27	0,29 s	5/2 [a]	933,6 (11)		3,895 (5)
28	30,5 ms	1 [a]	1453,4 (29)		2,426 (5)
29	43 ms	3/2 [a]	978,3 (30)		2,449 (8)
30	53 ms	2 [a]	624,0 (30)		2,083 (10)
31	17 ms	3/2 [b]	920,8 (34)		2,305 (9)

a) mesuré dans ce travail par résonance magnétique

b) assigné

c) Réf. 58)

d) Réf. 59)

e) Réf. 60)

f) Réf. 52)

g) Réf. 61)

h) Réf. 62)

Table VI Spins et moments magnétiques des isotopes du sodium

A	$A(^2P_{1/2})$ (MHz)		$A(^2S_{1/2})/A(^2P_{1/2})$
	ce travail	autres résultats	
20	12,3 (17)		9,0 (13)
21	101,3 (23)		9,4 (2)
22	37,2 (8)	37,0 (1)[a]	9,4 (2)
23		94,25 (15)[a]	9,38 (5)
24	26,95 (15)		9,40 (5)
25	94,5 (5)		9,34 (5)
26	61,0 (3)		9,33 (5)
27	100,2 (11)		9,32 (10)
28	156,0 (27)		9,32 (16)
29	104,4 (30)		9,37 (27)
30	66,2 (28)		9,4 (4)
31	101,7 (34)		9,1 (3)

a) Réf. 63)

Table VII Structure hyperfin de l'état $^2P_{1/2}$ des isotopes du sodium

II.3 - Facteur $A(^2P_{1/2})$

Le facteur $A(^2P_{1/2})$ a été mesuré pour tous les isotopes allant de 20 à 31. Les résultats sont consignés dans la table VII. Nous y avons également porté les résultats obtenus par d'autres auteurs, ainsi que la valeur du rapport: $A(^2S_{1/2})/A(^2P_{1/2})$ qui doit être constant à l'anomalie hyperfine près. On peut constater que ceci est vérifié à l'intérieur des barres d'erreur, qui sont grandes par rapport à ce que l'on peut escompter comme ordre de grandeur maximum pour les anomalies hyperfines ($\lesssim 1\%$).

II.4 - Niveau $^2P_{3/2}$. Moment quadrupolaire

A cause de la très petite structure hyperfine du niveau $^2P_{3/2}$, les pics de résonance ne sont pas résolus dans la plupart des cas. Nous avons enregistré le signal optique dans les cas les plus favorables (figure 38). Grâce à un programme de déconvolution [48,49], le facteur $B(^2P_{3/2})$ a pu en être extrait. Les valeurs obtenues sont rassemblées dans la table VIII.

D'autre part, par double résonance, nous avons étudié les isotopes de masse 21, 25, 26, 27, 28 et 29 (figure 39). Le détail de l'analyse de ces courbes est donné par J.M. Serre dans sa thèse [48]. Les résultats sont reproduits dans la table VIII.

Il semble qu'il y ait un écart systématique entre les deux séries de résultats, les mesures radiofréquences conduisant à un résultat plus faible en valeur absolue. Cependant les écarts observés ne sont pas significatifs étant donné la faible précision des mesures. De plus, rien ne permet de justifier un tel comportement, les corrections Zeeman ayant été effectuées dans les deux cas. Aussi nous avons pris les valeurs moyennes pondérées pour calculer le moment quadrupolaire spectroscopique (Table IX).

II.5 - Déplacement isotopique

Le déplacement isotopique a été mesuré par rapport à l'isotope stable ^{23}Na. Les valeurs sont portées dans la table X. Ces valeurs représentent la somme de l'effet de masse et d'un éventuel effet de volume. Jusqu'à présent, les mesures de déplacement isotopique ayant mis en évidence un effet de volume se limitaient aux éléments lourds et du côté des légers, s'arrêtaient aux

A	$B(^2P_{3/2})$ (MHz)	
	optique	double résonance
21	1,3 (16)	1,2 (11)
25	-4,6 (26)	-1,6 (14)
26	-4,0 (30)	-1,5 (14)
27	-4,3 (31)	-0,8 (14)
28		-0,4 (9)
29		0,6 (12)

Table VIII Facteur $B(^2P_{3/2})$ mesuré par les meéthodes optiques et de double résonance pour les isotopes du sodium

A	$B(^2P_{3/2})$ (MHz)	Q_s (barn)
21	1,2 (9)	0,05 (4)
25	-2,3 (12)	-0,10 (5)
26	-1,9 (13)	-0,10 (5)
27	-1,4 (13)	-0,06 (5)
28	-0,4 (9)	-0,02 (4)
29	0,6 (12)	0,02 (5)

Table IX Moyenne pondérée des facteurs $B(^2P_{3/2})$ mesurés (Cf. Table VIII) et moments quadrupolaires spectroscopiques déduits

A	$\delta\nu^{23,A}$ (MHz)	
	ce travail	autres résultats
20	-2493,4 (36)	-1800 (180) [a]
21	-1595,2 (29)	
22	-754,0 (23)	-758,5 (7) [b]
23	0	
24	705,6 (18)	
25	1347,2 (13)	
26	1937,5 (9)	
27	2481,3 (20)	
28	2985,8 (27)	
29	3446,2 (38)	
30	3883,5 (60)	
31	4282,0 (35)	

a) Réf. 64)

b) Réf. 63)

Table X Déplacement isotopique des isotopes du sodium

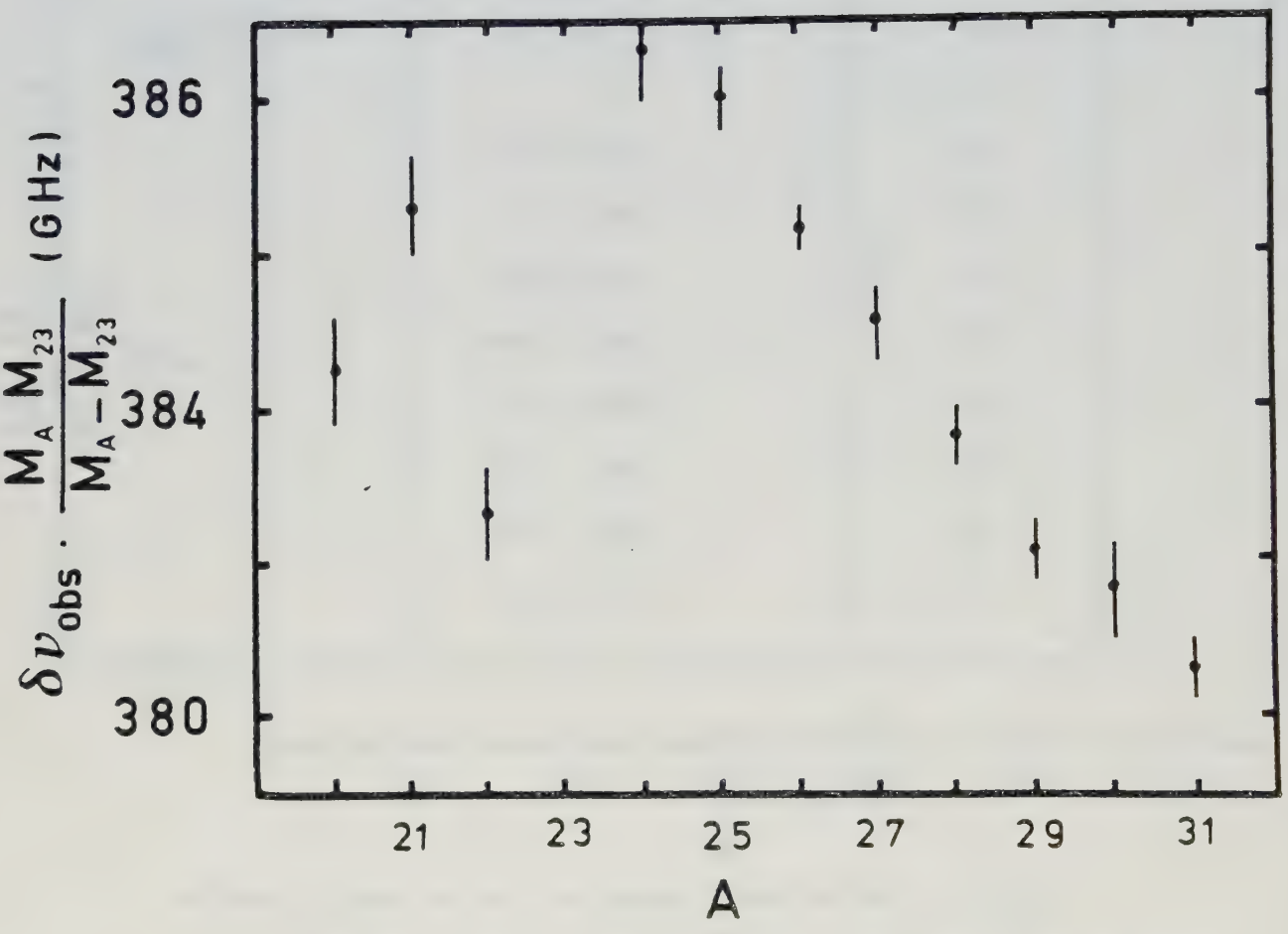


Fig. 40 Mise en évidence d'un effet de volume dans le déplacement isotopique du sodium. Si celui-ci était négligeable ou nul, les points seraient alignés sur une droite horizontale d'ordonnée K_m (constante d'effet de masse).

isotopes stables du calcium. Le déplacement isotopique pouvant se mettre sous la forme :

$$\delta\nu = K_m \, \delta(\tfrac{1}{M}) + \delta\nu_v \quad (A)$$

où K_m représente la constante de l'effet de masse et $\delta\nu_v$ est l'éventuel effet de volume, nous avons tracé la grandeur $\delta\nu/\Delta(\frac{1}{M})$ en fonction de A. Si l'effet de volume est négligeable devant les erreurs expérimentales, la courbe obtenue doit être une droite horizontale d'ordonnée égale à K_m. La figure [40] montre qu'il n'en est rien et qu'un effet de volume est manifeste.

La détermination quantitative précise de cet effet de volume est délicate En effet, l'effet spécifique de masse est inconnu. Le sodium ne possédant qu'u seul isotope stable, des mesures indépendantes de la variation du carré moyen de charge n'ont pu être effectuées,calibrant ainsi l'effet spécifique. D'autre part le magnésium ayant été peu étudié, des analogies entre les deux éléments ne sont pas non plus possibles. Enfin, les calculs théoriques du type Hartree-Fock[61] ne sont pas sûrs, aux dires même de leurs auteurs. Nous verrons, lors de la discussion des résultats, comment une comparaison avec un modèle vérifié au voisinage de la vallée de stabilité, nous donne un ordre de grandeur de l'effet spécifique de masse.

III - ISOTOPES DU POTASSIUM

Nous avons étudié les isotopes du potassium allant des masses 38 à 47 incluses (Fig. 41). A cause du fort bruit de fond produit par la détection des ions de calcium présents à l'état naturel dans la source d'ions, l'isotope de masse 48 n'a pu être étudié. Les isotopes de masse 39, 40 et 41 existant naturellement ont été observés au Laboratoire Aimé Cotton par fluorescence d'un jet atomique[66].

Le détail de l'analyse des données se trouve dans la thèse de Ph. Guimbal

III.1 - Spins, moments magnetiques

Beaucoup d'isotopes du potassium sont facilement accessibles par des réactions nucléaires simples en arrachant un proton à un noyau stable de calcium. Aussi ils ont donc fait l'objet de nombreuses études et la plupart des moments magnétiques sont connus [27].

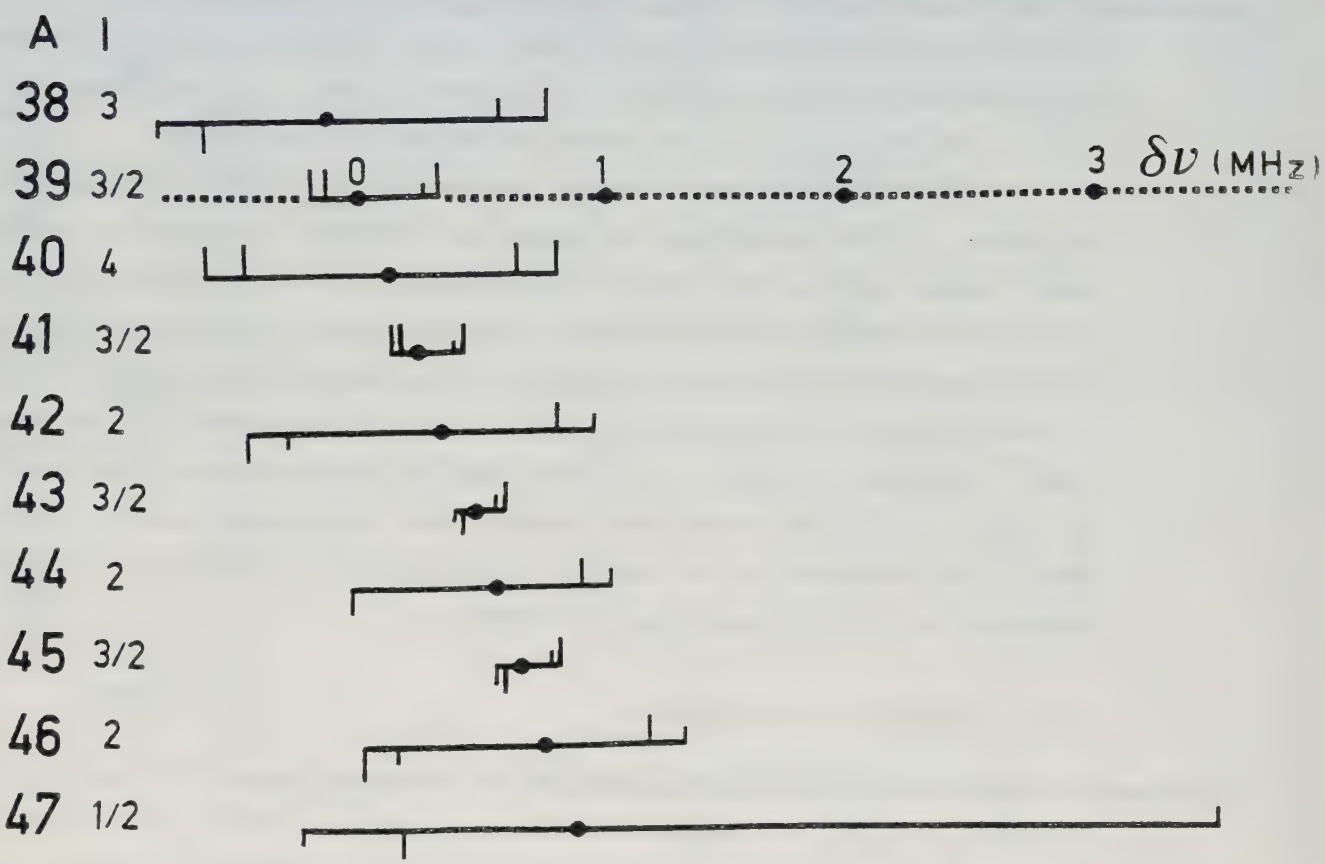


Fig. 41 Positions relatives des résonances observées pour les isotopes du potassium.

A	$T_{\frac{1}{2}}$	I	$A(^2S_{1/2})$ (MHz)		μ (μ_n)
			ce travail	autres résultats[d]	
38	7,63 m	3		404,369 (3)	
39	stable	3/2	231,07 (23)[b]	230,8598602(19)	0,3923 (4)
40	$1,3\ 10^9$a	4		-285,7311 (16)	
41	stable	3/2	126,9 (8)[b]	127,0069350(3)	0,2154 (14)
42	12,36 h	2		-503,550779 (5)	
43	22,3 h	3/2	97,1 (12)[b]	96,32 (3)	0,165 (2)
			96,3242 (10)[c]		0,16354 (7)
44	22 m	2[a]	-378,1 (11)[b]		-0,856 (2)
			-378,6872 (10)[c]		-0,85723 (7)
45	17 m	3/2	103,0 (16)[b]	102,2936 (7)	0,175 (3)
			102,295 (3)[c]		0,17367 (7)
46	1,8 m	2[a]	-465,1 (12)[b]		-1,053 (3)
47	18 s	1/2[a]	3420,2 (29)[b]		1,936 (2)

a) mesuré dans ce travail

b) mesure optique

c) mesure par résonance radiofréquence

d) Réf. 27)

Table XI Spins et moments magnétiques des isotopes du potassium

A	$A(^2P_{1/2})$ (MHz)		$A(^2S_{1/2})/A(^2P_{1/2})$	
	ce travail	autres résultats	ce travail	autres résultats
39	27,5 (4)	27,80 (15)[a] 28,85 (3)[b]	8,4 (1)	8,31 (5)[a] 8,002 (10)[b]
40		-34,49 (8)[a]		8,28 (2)[a]
41	15,1 (8)		8,4 (4)	
42	-60,6 (16)		8,3 (2)	
46	-55,7 (13)		8,4 (2)	
47	412,3 (51)		8,3 (1)	

[a] Réf. 66

[b] Réf. 67

Table XII Structure hyperfine de l'état $^2P_{1/2}$ pour les isotopes du potassiu

A	$\delta\nu^{39,A}$ (MHz)		$\delta\langle r^2\rangle^{39,A}$ (fm^2)
	ce travail	autres résultats	
38	-127,0 (53)		-0,059 (41)
39	0		0
40	125,57 (17)		0,0236 (13)
41	235,25 (75)	222 (9)[a]	0,120 (6)
42	351,7 (19)	480 (120)[a]	0,121 (15)
43	459,0 (12)		0,148 (9)
44	564,3 (14)		0,154 (11)
45	661,7 (16)		0,184 (13)
46	762,8 (15)		0,152 (12)
47	857,6 (17)		0,136 (13)

[a] Réf. 68)

Table XIII Déplacement isotopique des isotopes du potassium

Nous avons cependant utilisé la méthode de résonance magnétique dans le niveau fondamental pour mesurer le spin et la constante $A(^2S_{1/2})$ des isotopes de masse A = 43-45.

Les résultats sont rassemblés dans les tableux XI et XII où ils sont comparés avec ceux d'autres auteurs.

La valeur mesurée du facteur $A(^2P_{1/2})$ pour ^{39}K est en désaccord avec celle déterminée par Buck et Rabi [67].

Nous accordons davantage de confiance à notre résultat car :
i) des mesures utilisant des techniques expérimentales différentes ont été effectuées, l'une au CERN l'autre au Laboratoire Aimé Cotton. Elles ont toutes donné des résultats cohérents à 300kHz près.
ii) le rapport $A(^2S_{1/2})/A(^2P_{1/2})$ que nous mesurons pour ^{39}K est le seul compatible avec celui des autres isotopes étudiés.

III.2 - Déplacement isotopique

Grâce à l'existence d'une mesure absolue de $\delta\langle r^2\rangle^{39,41}$ par étude du déplacement isotopique d'atomes muoniques [56] il est possible de déterminer exactement l'effet spécifique de masse en calibrant nos mesures sur la valeur expérimentale $\delta\langle r^2\rangle^{39,41} = 0{,}1204$ fm .
A partir de notre détermination : $\delta\nu^{39,41} = 235{,}25(75)$ MHz
nous pouvons calculer l'effet spécifique tel que la variation de $\langle r^2\rangle$ calculée coïncide avec celle mesurée par les rayon X muoniques.
On trouve ainsi : K = 200075 MHz x uma
d'où la constante d'effet spécifique : $K_s = -11942$ MHz x uma
$\simeq -0{,}06\ K_n$

Les valeurs ainsi calculées de $\langle r^2\rangle^{39,A}$ sont reportées dans la table XIII et sur la figure 41.

La barre d'erreur relativement importante observée pour le potassium 38 est due à la traine de la contamination en potassium 39, stable, présent dans la source d'ions, et qu'il n'a pas été possible d'éliminer.

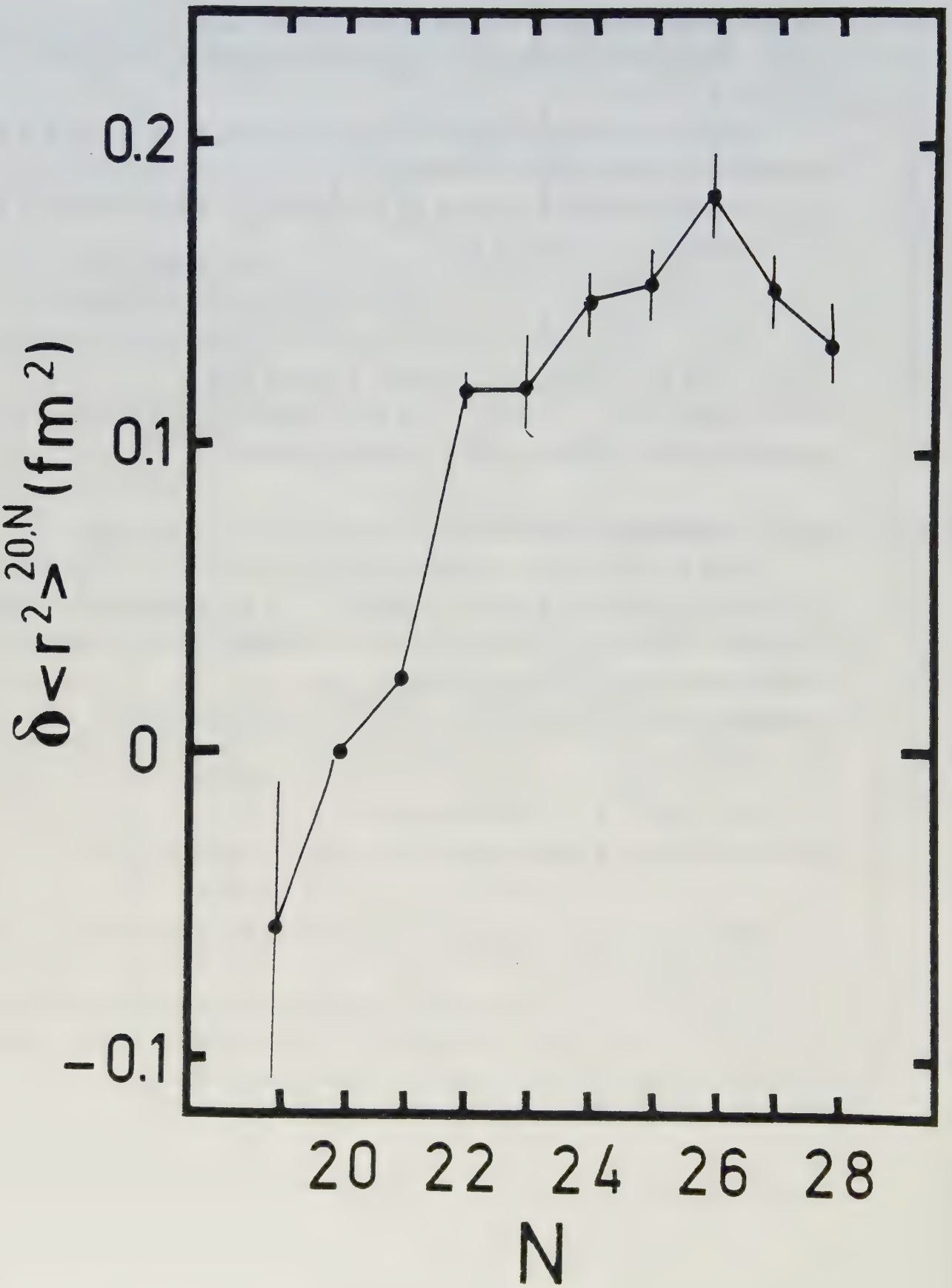


Fig. 42 Variation du carré moyen du rayon de charge des isotopes du potass

IV - ISOTOPES DU RUBIDIUM

Nous avons pu étudier tous les isotopes du rubidium de la masse 76 à la masse 98, ainsi que les états isomériques aux masses 78, 81, 82, 84, 86 et 90 ; aucun autre état isomérique n'a été observé dans nos conditions de travail

Toutes nos mesures ont porté sur la raie D2 ($5s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 5p\ ^2P_{3/2}$). Les moments magnétiques de la plupart des isotopes étant relativement grands, les structures hyperfines sont, en général entièrement résolues (Fig.43).

IV.1 - Spins et moments nucléaires

La plupart des spins nucléaires des isotopes étudiés étaient déjà connus [69-71]. Cependant, nous avons mesuré trois nouvelles valeurs et assigné une quatrième. L'isomère du rubidium 86 a un spin égal à 6 et les isotopes de masse 96 et 97 ont un spin égal à 2 et 3/2 respectivement. Le spin du rubidium 98 a été assigné à la valeur 0 car nous n'avons observé qu'un seul pic de résonance, très proche de la valeur attendue du centre de gravité de la structure hyperfine.

Les facteurs spectroscopiques $A(^2S_{1/2})$ du niveau fondamental et les moments magnétiques qui s'en déduisent sont reportés dans la table XIV. Les facteurs $A(^2P_{3/2})$ et $B(^2P_{3/2})$ ainsi que le moment quadrupolaire spectroscopique Q_s sont consignés dans la Table XV.

IV.2 - Déplacement isotopique

Comme pour le potassium, le rubidium possède deux isotopes naturels et a fait l'objet d'études concernant les atomes muoniques.

Nous disposons ainsi, comme pour le potassium, d'une valeur de $\delta\langle r^2\rangle$ qui nous permet de déterminer l'effet spécifique de masse :

$$\delta\langle r^2\rangle^{85,87} = 0{,}037\ \text{fm}^2\ [12]$$

qui permet de calculer la constante de masse:

$$K = 207245\ \text{MHz x uma}$$

d'où l'effet spécifique de masse :

$$K_s = -5716\ \text{MHz x uma}$$
$$= -0{,}03\ K_n$$

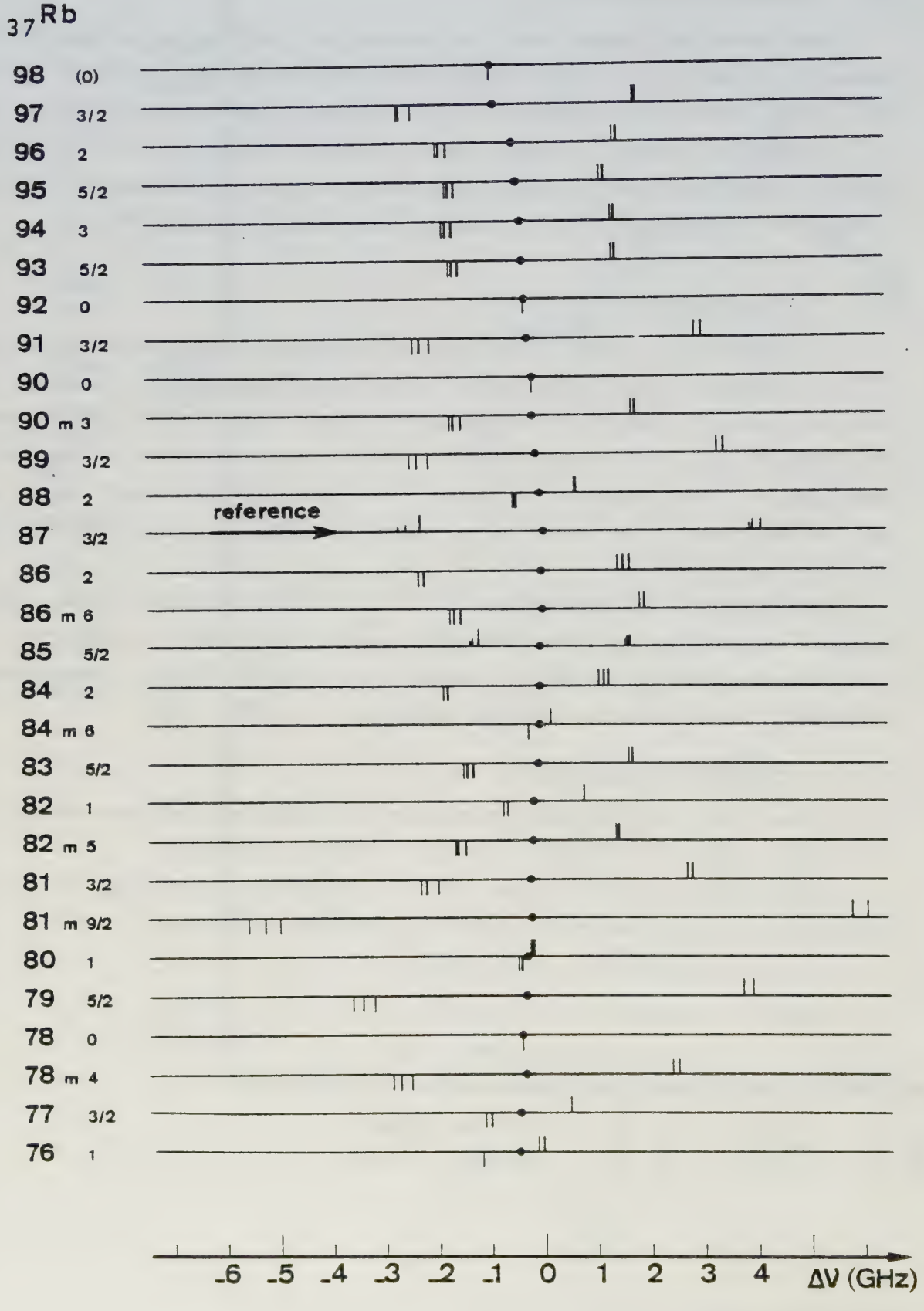


Fig. 43 Positions relatives des résonances observées pour les isotopes du rubidiu

A	$T_{1/2}$	I	A ($5s\ ^2S_{1/2}$) MHz		$\mu\ [\mu_N]$
			ce travail	autres résultats	ce travail
76	39s	1	- 701 (17)		- 0,376 (9)
77	3,8mn	3/2	815,7 (5,1)	812,5 (3.4)[b]	0,6568 (41)
78	17,5mn	0	-	-	-
78^m	6,3mn	4	1186,8 (1,0)	1195 (6)[b]	2,5485 (21)
79	23mn	5/2	2502,0 (0,9)	2511 (9)[b]	3,3579 (12)
80	30s	1	- 155,2 (3,2)	- 155,957 (2)[c]	- 0,0833 (17)[h]
81	4,58h	3/2	2557,6 (1,7)	2555,795 (20)[d,e]	2,0595 (14)
81^m	32mn	9/2	2317,3 (,7)		5,5980 (17)
82	1,25mn	1	1031 (10)	1031,6 (1,1)[c]	0,5536 (54)
82^m	6,2h	5	563,6 (,9)	562,56048(6)[d,e]	1,5133 (24)
83	86,2d	5/2	1061,7 (,6)	1061,1 (1,9)[d,e]	1,4249 (8)
84	33d	2	-1233,7 (1,5)	- 1233,264 (2)[d,e]	- 1,3246 (16)
84^m	20,4mn	6	68,2 (4,6)		0,220 (15)
85	stable	5/2	1011,0 (1,0)	1011,910813(2)[d,e]	1,3570 (10)
86	18,65d	2	-1581,2 (1,5)	- 1578,753(1)[d,e]	- 1,6977 (16)
86^m	1,018mn	6[a]	563,5 (,3)		1,8150 (10)
87	$4,9x10^{10}y$	3/2	3415,9 (2,0)	3417,341307(1)[d,e]	2,7506 (10)
88	17,7mn	2	476,6 (2,4)	$\pm$ 474,434(7)[d,e]	0,5117 (26)
89	15,4mn	3/2	2960,1 (,9)	2964 (5)[f]	2,3836 (7)
90	3,03mn	0	-	-	-
90^m	4,26mn	3	1003,4 (,4)	1004,6 (3,4)[f]	1,61598 (64)
91	58,0s	3/2	2709,1 (1,7)	2712,5(4,0)[f]	2,1815 (15)
92	4,48s	0	-	-	-
93	5,85s	5/2	1050,2 (1,2)	1047 (4)[g]	1,4095 (16)
94	2,73s	3	930,4 (1,1)		1,4984 (18)
95	0,38s	5/2	993,7 (2,5)		1,3336 (34)
96	0,20s	2[a]	1365,2 (1,6)		1,4658 (17)
97	0,17s	3/2[a]	2286,2 (2,6)		1,8410 (21)
98	0,11s	[0][a]	-	-	-

a) mesuré dans ce travail b) Réf. 69 c) Réf. 70) d) Réf. 27

e) Réf. 53 f) Réf. 71 g) Réf. 72

h) une mesure absolue par R. Neugart et al.[70] donne μ= -0.0836 (6)μ_n

Table XIV Spins et moments magnétiques des isotopes du rubidium

A	A($5p\ ^2P_{3/2}$) [MHz]	B ($5p\ ^2P_{3/2}$) [MHz]		Qs [barn]
	ce travail	ce travail	autres résultats	ce travail
76	-18,0 (10,5)	36,0 (14,1)		0,38 (,15)
77	19,1 (1,5)	65,3 (3,0)		0,695(32)
78	-	-		-
78^m	29,4 (,5)	76,5 (3,7)		0,814 (39)
79	62,0 (,4)	-9,2 (2,1)		-0,098 (22)
80	- 1,8 (2,3)	32,7 (1,9)		0,348 (20)
81	63,8 (,8)	37,4 (2,2)		0,398 (23)
81^m	57,9 (,4)	-69,8 (5,4)		-0,743 (57)
82	26,8 (3,2)	17,9 (6,8)		0,190 (72)
82^m	14,0 (,6)	94,6 (11,2)		1,01 (,12)
83	26,5 (,4)	18,4 (2,1)	24 (9)[a]	0,196 (22)
84	-30,1 (,8)	- 1,4 (3,3)	0,0 (1,9)[a]	-0,015 (35)
84^m	1,2 (1,0)	54 (26)		0,57 (,27)
85	25,3 (,4)	21,4 (4,0)	26,032 (70)[b]	0,228 (43)
86	-39,0 (,8)	18,1 (3,0)	18,6 (2,8)[a]	0,193 (32)
86^m	14,3 (,4)	34,7 (8,9)		0,369 (95)
87	84,29 (,50)	12,2 (2,0)	12,611(70)[b]	0,130 (21)
88	9,4 (2,3)	-1,1 (9,0)		-0,012 (96)
89	72,6 (1,1)	13,5 (2,4)		0,144 (26)
90	-	-		-
90^m	25,3 (,4)	19,2 (4,2)		0,204 (45)
91	66,9 (1,1)	14,5 (2,4)		0,154 (26)
92	-	-		-
93	25,8 (,7)	16,6 (3,8)		0,177 (40)
94	23,2 (,6)	15,3 (4,7)		0,163 (50)
95	24,0 (,9)	19,8 (6,1)		0,211 (65)
96	32,9 (1,3)	23,1 (5,3)		0,246 (56)
97	55,2 (1,8)	54,6 (4,1)		0,581 (44)
98	-	-		-

a) Réf. 73 b) Réf. 27

Table XV Sructure hyperfine de l'état $^2P_{3/2}$ des isotopes du rubidium

A	$\delta\nu$ A-87 (MHz)		$\delta\langle r^2\rangle$ A-87 (fm^2)	
	ce travail	autres résultats	ce travail	autres résultats †
76	-494 (17)		0,230 (27)	
77	-498,6 (4,5)		0,2912(69)	
78	-478,4 (1,5)		0,3132(23)	
78^m	-403,8 (1,7)		0,1984(26)	
79	-391,6 (1,5)		0,2313(23)	
80	-352,8 (4,4)		0,2221(68)	
81	-289,9 (1,4)		0,1744(22)	
81^m	-270,4 (1,4)		0,1444(22)	
82	-233,7 (4,2)		0,1360(65)	
82^m	-233,5 (3,8)		0,1357(58)	
83	-150,1 (1,0)		0,0542(15)	
84	- 91,6 (2,1)		0,0100(32)	
84^m	- 84 (10)		0,002 (16)	
85	- 80,1 (1,4)	-75,2 (3,0)[a] -79,8 (3,0)[b]	0,0370(22)	0,0279 (46)[a] 0,0350 (46)[b]
86	- 45,8 (2,0)		0,0278(31)	
86^m	- 32,1 (2,3)		0,0068(35)	
87	0		0	
88	- 61,0 (5,1)		0,1357(78)	
89	-143,7 (2,0)		0,3037(31)	0,313 (12)[c]
90	-197,7 (5,2)		0,4268(80)	0,418 (12)[c]
90^m	-188,6 (2,0)		0,4128(31)	
91	-255,8 (2,3)		0,5552(35)	0,564 (12)[c]
92	-320,4 (5,2)		0,6929(80)	0,685 (12)[c]
93	-371,5 (2,1)		0,8089(32)	0,797 (12)[c]
94	-414,7 (2,3)		0,9120(35)	
95	-495,9 (3,8)		1,0728(56)	
96	-528,3 (4,8)		1,1578(74)	
97	-879,7 (4,0)		1,7327(62)	
98	-910 (10)		1,813 (15)	

a) Réf. 11 b) Réf. 74 c) Réf. 72

† Les valeurs données ici ont été calculée avec F = -650 MHz/fm^2

Table XVI - Déplacement isotopique des isotopes du rubidium

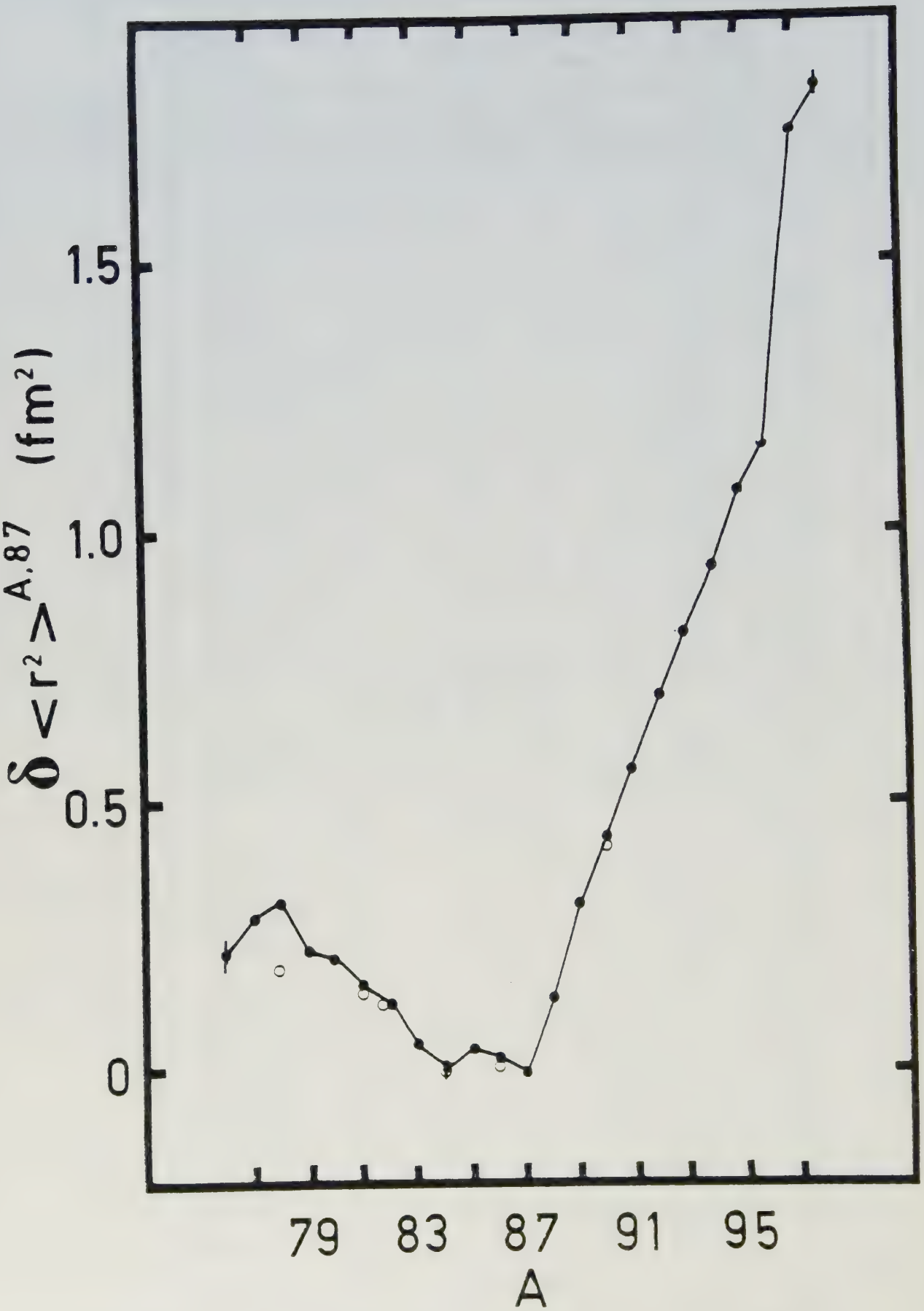


Fig. 44 Variation du carré moyen du rayon de charge des isotopes du rubidium.

Cette valeur est en très bon accord avec celle proposée par Bréchignac et al.[11] à partir des mesures concernant le strontium une fois ionisé.

Les valeurs du déplacement isotopique mesuré et les valeurs déduites de la variation du carré moyen du rayon de charge sont reportées dans la table XVI et sur la figure 44 .

V - ISOTOPES DU CESIUM

Nous avons étudié les isotopes du césium de nombre de masse allant de A = 118 jusqu'à A = 145, y compris les états isomériques aux masses 119, 121, 122, 130, 134, 135, 136 et 138. L'ensemble des résonances observées est reproduit schématiquement sur la figure 45 .

V.1 - Spins et moments nucléaires

Nous avons mesuré le spin des noyaux ^{136m}Cs et ^{138m}Cs. Le spin de l'isotop de masse 118 a été assigné à la valeur 2 d'après sa structure hyperfine (positions et hauteurs relatives des composantes), par continuité du moment magnétique et du déplacement isotopique, les autres valeurs du spin (1 ou 3) conduisant à des résultats physiquement improbables. Les valeurs du facteur $A(^2S_{1/2})$ et du moment magnétique sont consignées dans la table XVII tandis que les constantes de structure hyperfine du niveau $6p\,^2P_{3/2}$ et le moment quadrupolaire spectroscopique sont rassemblées dans la table XVIII.

V.2 - Déplacement isotopique

Le césium ne possèdant qu'un seul isotope stable, la mesure absolue de la variation du carré moyen du rayon de charge par atomes muoniques ou par diffusion d'électrons n'a pu être effectuée. Ullrich et Otten [75] ont discuté l'évaluation de l'effet spécifique de masse par comparaison avec le baryum ou par étude des résultats théoriques. Ils concluent qu'une approximation raisonnable se situe dans les limites :

$$\delta\nu_{esm} = (0 \pm 1{,}2)\,\delta\nu_{enm}$$

Aucun élément nouveau n'ayant été apporté depuis, nous avons adopté ce résultat Dans la table XIX $\delta\langle r^2\rangle$, a été calculé en prenant $\delta\nu_{esm} = 0$.
L'incertitude sur $\delta\nu_{esm}$ n'a pas été prise en compte dans le calcul

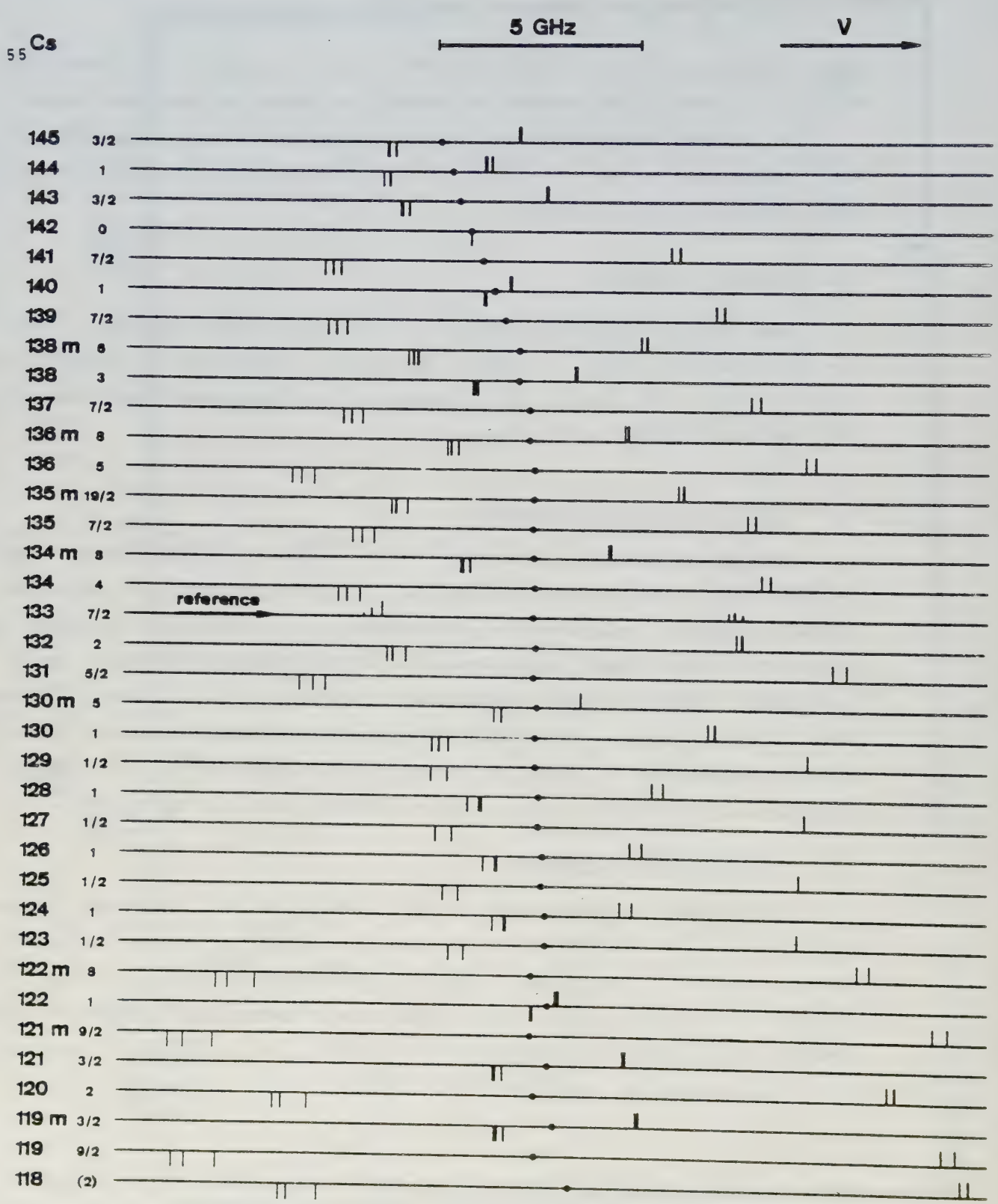


Fig. 45 Positions relatives des résonances observées pour les isotopes du césium.

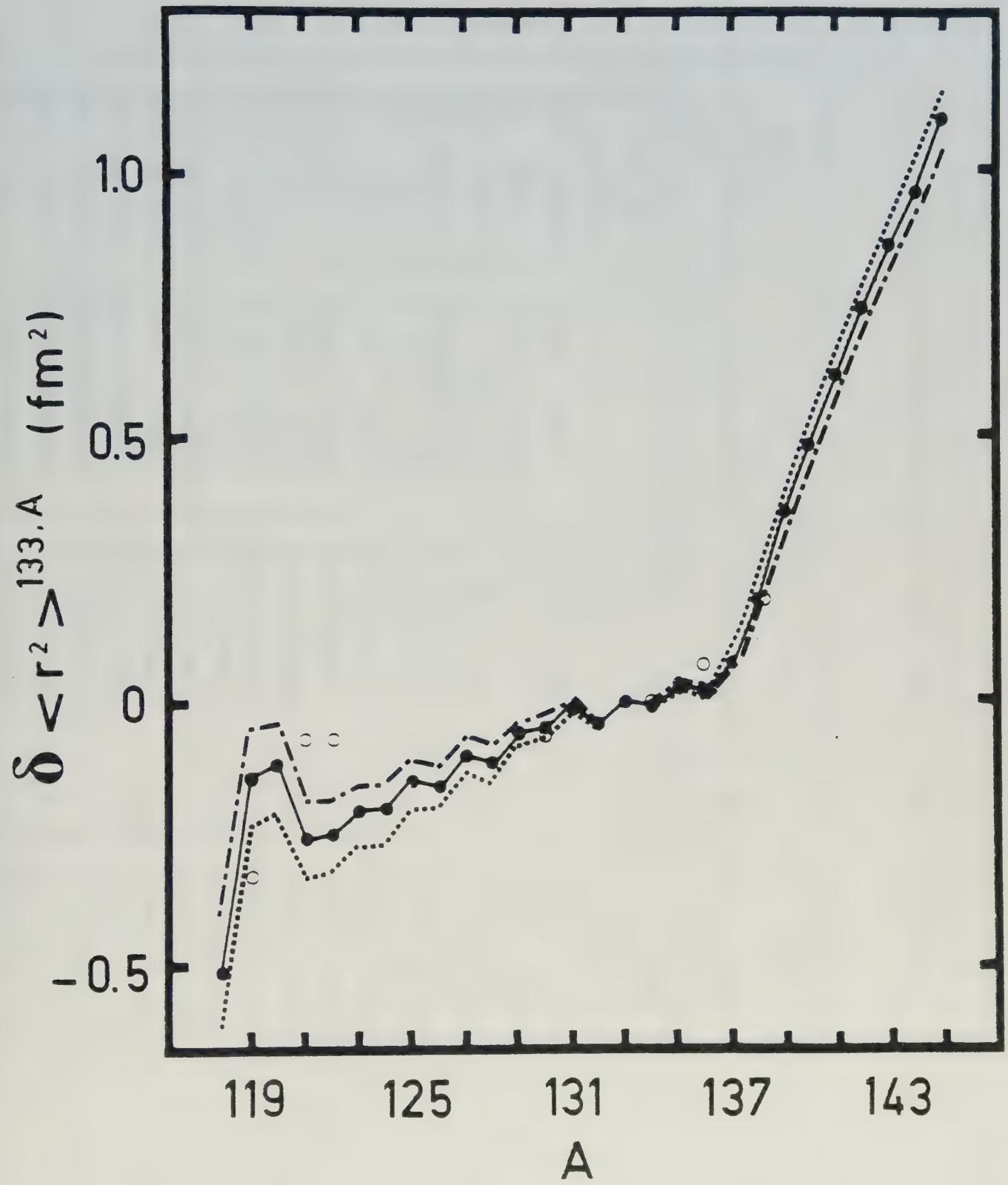


Fig. 46 Variation du carré moyen du rayon de charge des isotopes du césium. La courbe en traits pleins correspond à un effet spécifique de masse nul, celles en pointillés et en traits mixtes à K_m égal à +1,2 K_n et -1,2 K_n respectivement (voir texte)

A	$T_{1/2}$	I	A ($6^2S1/2$) [MHz] ce travail	autres résultats	μ [μ_n] ce travail
118	14s	2 [a]	6678 (150)		4,29 (10)
119	36s	9/2	3778,2 (2,0)		5,46 (3)
119^m	28s	3/2	1741,2 (4,9)		0,838 (5)
120	64s	2	6033,5 (2,4)	6100 (50) [c]	3,87 (2)
121	2,09m	3/2	1599,1 (1,4)	± 1630 (29) [d]	0,770 (4)
121^m	2,9m	9/2	3745,0 (4)		5,41 (3)
122	21s	1	- 415,2 (2,0)	± 413,240 (2) [d]	- 0,1333 (9)
122^m	4,2m	8	1858,9 (2)		4,77 (2)
123	5,8m	1/2	8578,5 (3,7)	8655 (45) [d]	1,377 (7)
124	30,8s	1	2095,0 (2,3)	2099,0 (1,6) [d]	0,673 (3)
125	45m	1/2	8778,4 (3,9)	8754 (40) [e]	1,409 (7)
126	1,64m	1	2421,4 (2,8)	2427,2 (2,6) [d]	0,777 (4)
127	6,2h	1/2	9087,2 (2,2)	9109 (45) [e]	1,459 (7)
128	3,62m	1	3034,2 (1,9)	3043,1 (3,5) [d]	0,974 (5)
129	32,3h	1/2	9289,7 (4,9)	9229 (30) [e]	1,491 (8)
130	29,9m	1	4549,0 (3,1)	4567,3 (7,9) [d]	1,460 (7)
130^m	3,7m	5	391,7 (1,0)	± 393,1 (4,5) [d]	0,629 (4)
131	9,69d	5/2	4396,7 (5)	4393,7917 (6) [e]	3,53 (2)
132	6,5d	2	3465,1 (9)	3459 (14) [e]	2,23 (1)

133	stable	7/2	2298,3 (2)	2298,157943(5)[e]	
134	2,062y	4	2328,2 (5)	2327,472 (4)[e]	2,99 (2)
134^m	2,90h	8	432,8 (5)	433,479840(20)[e]	1,111 (6)
135	$2,3\ 10^6$y	7/2	2430,9 (5)	2431,006 (4)[e]	2,73 (1)
135^m	53m	19/2	713,6 (4)		2,18 (1)
136	13,1d	5	2309,7 (9)	2309,5 (5,1)[e]	3,71 (2)
136^m	19 s	8[b]	513,6 (6)		1,319 (7)
137	30,17y	7/2	2527,6 (1,5)	2528,882 (4)[e]	2,84 (1)
138	32,2m	3	726,8 (1,2)	728,3 (2,0)[f] 728,0 (6)[g]	0,700 (4)
138^m	2,9m	6[b]	889,5 (4)		1,713 (9)
139	9,4m	7/2	2401,2 (1,0)	2400,0 (2,6)[f] 2405 (8)[g]	2,70 (1)
140	65s	1	417,6 (2,2)	417,1 (3,9)[f] ± 417,6 (5)[g]	0,134 (1)
141	25,1s	7/2	2146,9 (1,5)	2170 (8)[f] 2155 (6)[g]	2,41 (1)
142	1,70s	0			
143	1,78s	3/2	1807,8 (1,9)		0,870 (4)
144	1,00s	1	- 1701,0 (3,0)		- 0,546 (3)
145	0,59s	3/2	1627,5 (1,9)		0,784 (4)

a) assigné à partir de l'allure de la structure hyperfine b) mesuré dans ce travail

c) Réf. 76 d) Réf. 77 e) Réf. 27

f) Réf. 78 g) Réf. 71

Table XVII Spins et moments magnétiques des isotopes du césium

A	$A(6^2P_{3/2})$ MHz	$B(6^2P_{3/2})$ MHz		Q_s barn
	ce travail	ce travail	autres résultats	ce travail
118	147 (8)	266 (50)		1,9 (3)
119	82,7 (1,6)	404 (18)		2,8 (1)
119^m	38,4 (1)	130 (18)		0,9 (1)
120	132,2 (7)	207,3 (2,6)		1,45 (2)
121	35,3 (1)	119,8 (1,3)		0,838 (9)
121^m	81,5 (5)	385,1 (7,3)		2,69 (5)
122	- 10,7 (2,1)	- 27,2 (1,7)		- 0,19 (1)
122^m	40,6 (2)	469,9 (11,2)		3,29 (8)
123	188,3 (1,6)			
124	45,7 (2,7)	- 105,3 (4,2)		- 0,74 (3)
125	192,2 (1,2)			
126	52,3 (1,5)	- 96,9 (2,3)		- 0,68 (2)
127	200,3 (1,5)			
128	65,5 (1,4)	- 81,5 (1,1)		- 0,570 (8)
129	205,0 (2,3)			
130	100,7 (1,2)	- 8,5 (9)		- 0,059 (6)
130^m	8,6 [a]	207,4 (7,5)		1,45 (5)
131	97,5 (5)	- 95,7 (6,0)	- 91,4 (8) [b]	- 0,67 (4)
132	76,1 (4)	69,9 (3,0)	74,4 (1.1) [b]	0,49 (2)

133	50,15 (8)	- 1,35(80)	- 0,38 (18)[c]	- 0,009(4)
134	51,3 (3)	54,9 (5,4)	56,8 (1,1)[b]	0,38 (4)
134^m	9,4 (3)	140 (11)		0,98 (8)
135	53,5 (4)	3,7 (3,5)	7,34 (32)[b]	0,03 (2)
135^m	15,7 (4)	126,6 (9,4)		0,89 (7)
136	50,6 (5)	23,6 (8,9)	32,9 (1,9)[b]	0,17 (6)
136^m	11,5 (2)	106,2 (1,4)		0,74 (10)
137	54,9 (6)	4,6 (5,3)	7,48 (20)[b]	0,03 (4)
138	15,9 (4)	17,1 (2,5)		0,12 (2)
138^m	19,9 (2)	- 55,6 (6,3)		- 0,40 (3)
139	51,5 (6)	- 9,1 (4,7)		- 0,06 (3)
140	9,9 (2,2)	- 14,4 (2,2)		- 0,10 (2)
141	47,2 (1,1)	- 64 (10)		- 0,45 (7)
142				
143	39,9 (1)	66,6 (4,0)		0,47 (3)
144	- 36,0 (1,0)	43,5 (1,8)		0,30 (1)
145	35,9 (1)	88,8 (9,0)		0,62 (6)

a) déduit de la structure hyperfine du niveau fondamental $^2S_{1/2}$

b) Réf. 79 c) Réf. 80

Table XVIII Structure hyperfine de l'état $^2P_{3/2}$ des isotopes du césium

A	$\delta\nu^{133,A}$ (MHz) ce travail		$\delta\langle r^2\rangle^{133,A}$ (fm^2) ce travail		autres résultats ($F = -2313$ MHz/fm^2)
	λ=852,1 nm	λ=459,4 nm	λ=852,1 nm	λ=459,4 nm	
118	984 (13)		-0,505 (6)		
119	144,3 (6,0)		-0,136 (3)		
119^m	602,6 (8,7)		-0,334 (4)		
120	116,9 (3,2)		-0,1185 (14)		
121	447,1 (2,2)		-0,2555 (9)		
121^m	18,5 (1,8)		-0,0702 (8)		
122	453,0 (3,4)		-0,2524 (15)		
122^m	26,7 (4,1)		-0,0681 (18)		
123	362,6 (1,4)	259 (12)	-0,2078 (6)	-0,2067 (53)	
124	359,2 (2,8)	261 (6)	-0,2008 (12)	-0,1974 (26)	
125	258,0 (1,3)	152 (11)	-0,1517 (6)	-0,1401 (48)	
126	286,1 (2,0)	208 (7)	-0,1586 (9)	-0,1548 (29)	
127	159,2 (1,5)	94 (13)	-0,0985 (7)	-0,0955 (56)	-0,1060 (200) [a]
128	204,9 (9)	155 (6)	-0,1131 (4)	-0,1124 (25)	
129	84,7 (2,6)	53 (9)	-0,0561 (11)	-0,0590 (40)	-0,0560 (200) [a]
130	74,0 (2,2)	56 (8)	-0,0465 (10)	-0,0510 (34)	
130^m	111,7 (3,3)	83 (12)	-0,0628 (14)	-0,0627 (50)	
131	10,4 (1,6)	-9 (6)	-0,0141 (7)	-0,0138 (26)	-0,0125 (52) [b]
					-0,0132 (26) [c]
132	74,3 (1.3)	60 (15)	-0,0369 (6)	-0,0346 (66)	-0,0170 (110) [b]
133	0	0	0	0	0

134	33,1	(2,5)			-0,0096	(11)			-0,0126 (43) [b] -0,0115 (8) [c]
134^m	2,4	(3,7)			-0,0037	(16)			
135	-36,4	(2,0)			0,0250	(9)			0,0200 (43) [b] 0,0250 (19) [c]
135^m	-17,6	(2,4)			0,0169	(10)			
136	-6,8	(3,3)			0,0168	(14)			0,0660 (390) [b]
136^m	-139,7				0,0743	(15)			
137	-147,4	(2,5)	-104	(6)	0,0821	(11)	0,0791	(26)	0,0830 (40) [b] 0,0800 (13) [c] 0,2006 (41) [d]
138	-415,3	(1,8)			0,2023	(8)			
138^m	-415,1	(1,6)			0,2022	(7)			
139	-770,7	(2,8)			0,3604	(12)			0,3567 (44) [d]
140	-1053,4	(2,9)			0,4869	(13)			0,4823 (41) [d]
141	-1342,0	(3,3)			0,6159	(14)			0,5871 (87) [d]
142	-1631,8	(1,5)			0,7454	(7)			0,7363 (87) [d]
143	-1933,3	(1,2)			0,8798	(5)			
144	-2125,2	(1,6)			0,9669	(7)			
145	-2412,9	(2,3)			1,0953	(10)			

[a] Réf. 82

[b] Réf. 75

[c] Réf. 81

[d] Réf. 78

Table XIX Déplacement isotopique des isotopes du césium

d'erreur puisque les variations dues à l'effet spécifique sont corrélées. Par contre, sur la figure 46, nous avons représenté de part et d'autre de la courbe centrale, pour laquelle $\delta\nu_{esm} = 0$, les courbes correspondant à $\delta\nu_{esm} = \pm 1{,}2\ \delta\nu_{nsm}$.

VI - ISOTOPES DU FRANCIUM

Le francium était jusqu'alors le seul élément chimique pour lequel aucune transition optique n'avait pu être observée. En effet, bien qu'exist à l'état naturel, il n'est présent qu'à l'état de traces; l'isotope de mass 223, qui a la plus longue période, est produit à partir de l'uranium 235 en suivant la chaine:

$$^{235}_{92}U\ (7\ 10^{8}a) \xrightarrow{\alpha} {}^{231}_{90}Th\ (25h) \xrightarrow{\beta} {}^{231}_{91}Pa\ \ (3{,}28\ 10^{4}a) \xrightarrow{\alpha} {}^{227}_{89}Ac\ (22a)$$

$$\xrightarrow[98{,}6\%]{\beta} {}^{227}_{90}Th\ (18{,}7j)$$

$$\xrightarrow[1{,}4\%]{\alpha} {}^{223}_{87}Fr\ (23m)$$

On peut calculer facilement qu'une tonne d'uranium naturel contient environ $6\ 10^{-12}$g de francium 223, en équilibre avec d'autres éléments (Ac, Ra,...) dont les propriétés sont complexes et mal connues. A cause de sa très grande réactivité chimique, les techniques classiques de spectroscopie hors ligne en cellule avaient toujours échoué.

Par comparaison, le séparateur ISOLDE, dont nous avons utilisé le faisceau, peut fournir environ $2\ 10^{8}$atomes par seconde de francium 213, soit environ $4{,}5\ 10^{-12}$g par minute d'un produit chimiquement pur.

Grâce à l'utilisation d'un laser multimode balayable sur une grande gam mis au point par le Laboratoire Aimé-Cotton[24,83] il a été possible de balaye un temps raisonnable (inférieur à 72h) l'intervalle spectral à l'intérieur duquel les prévisions théoriques plaçaient la transition $7s(^{2}S_{1/2}) \rightarrow 7p(^{2}P_{3/}$ (figure 46). La résonance a ainsi pu être localisée à la longueur d'onde $\lambda = 717.97\ (1)$ nm (figure 47).

En utilisant ensuite un laser accordable fonctionnant en mode unique, nous avons pu étudier la structure hyperfine et le déplacement isotopique des isotopes du francium compris entre les masses 208 et 213.

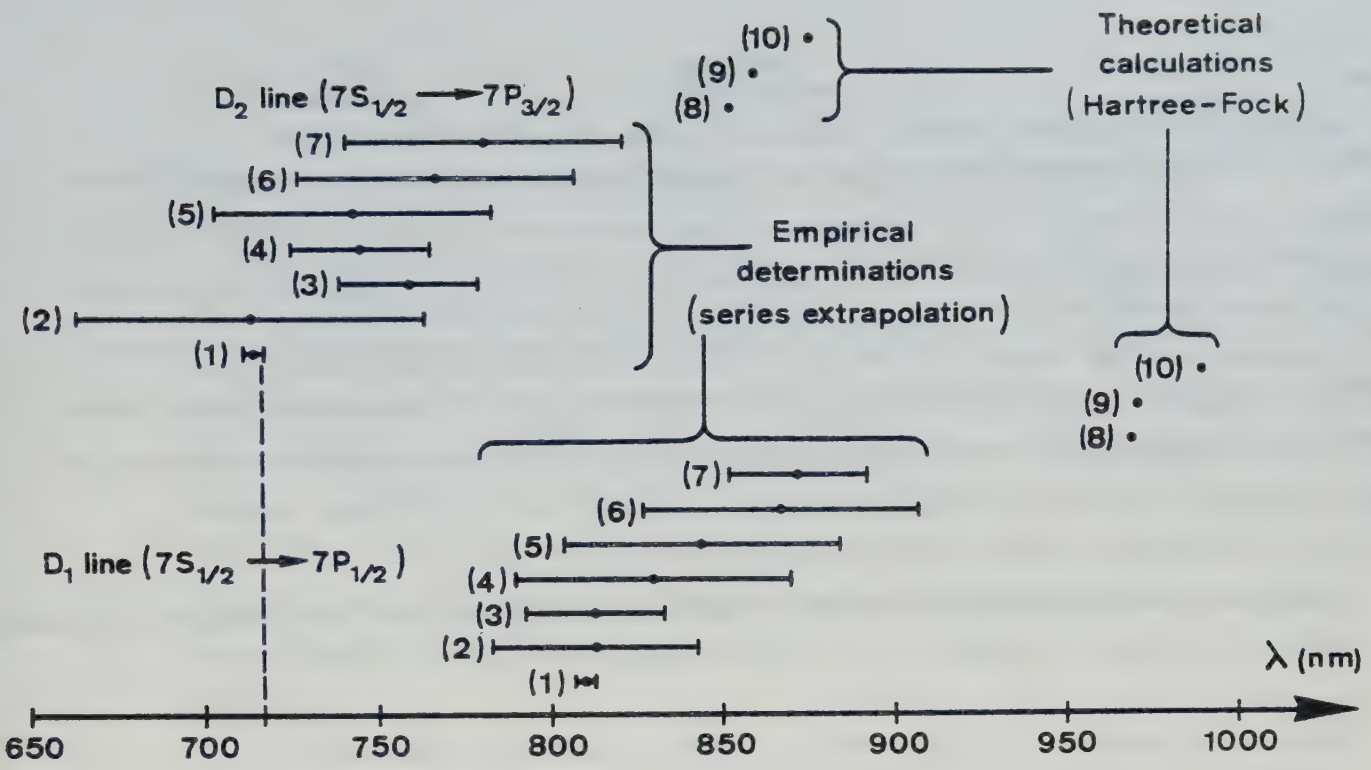


Fig. 47 Prédictions théoriques et semi-empiriques des longueurs d'onde des raies D_1 et D_2 du francium.

1) Réf. 84 2) Réf. 85 3) Réf. 86
4) Réf. 87 5) Réf. 88 6) Réf. 89
7) Réf. 90 8) Réf. 91 9) Réf. 92
10) Réf. 93

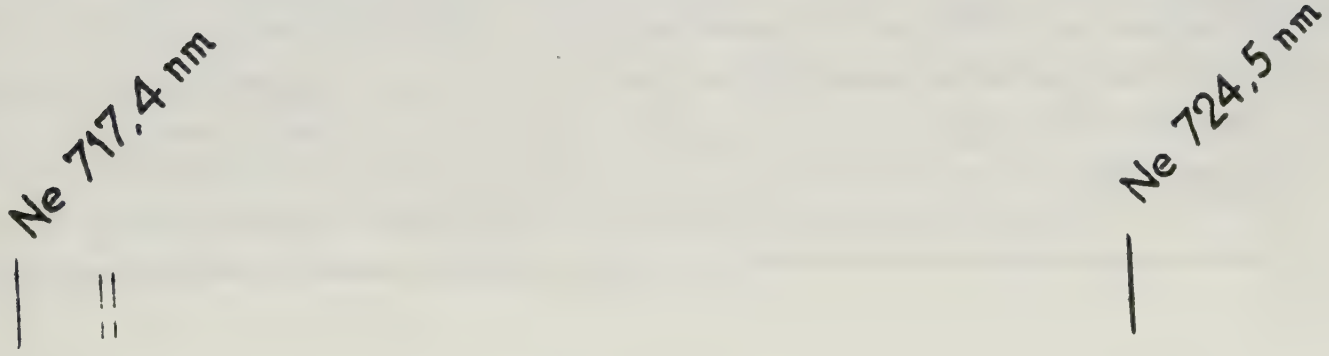


Fig. 48 Photographie du spectre de la lumière laser quand elle est accordée sur la raie D_2 du francium. Pour augmenter la précision de la mesure, le laser fonctionne en mode unique. Nous avons pu ainsi résoudre la structure hyperfine du niveau fondamental (ici, l'isotope de masse 213).

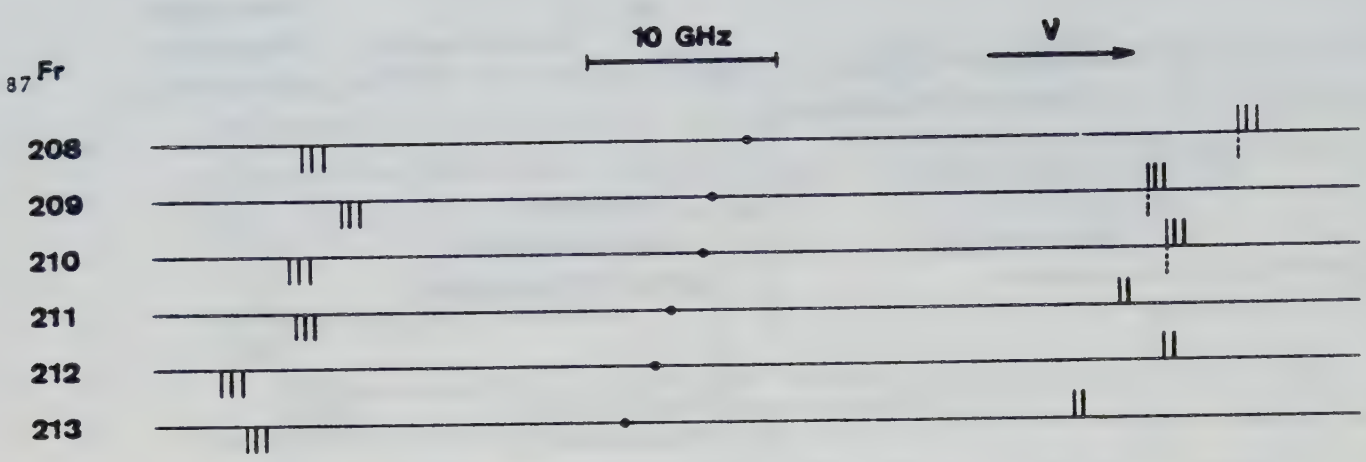


Fig. 49 Positions relatives des résonances observées pour les isotopes du franciu

A	I	$\delta\nu^{213,A}$ (MHz)	$A(^2S_{1/2})$ (MHz)	$A(^2P_{3/2})$ (MHz)	$B(^2P_{3/2})$ (MHz)
208	7	6645,2 (9,2)	6639,7 (7,0)	72,8 (0,5)	8,9 (7,5)
209	9/2	4771,4 (7,5)	8590,5 (10,5)	93,1 (0,6)	-61,0 (5,8)
210	6	4243,1 (8,0)	7182,4 (8,1)	77,9 (0,2)	47,6 (2,2)
211	9/2	2533,7 (8,0)	8698,2 (10,5)	94,7 (0,2)	-55,3 (3,4)
212	5	1628,3 (7,5)	9051,3 (9,5)	99,1 (0,9)	-35,3 (15,5)
213	9/2	0	8744,9 (10,5)	94,5 (1,6)	-20,7 (17,0)

Table XX Structure hyperfine et déplacement isotopique des isotopes du francium

Notons dès maintenant que l'étude des niveaux atomiques du francium reste à faire et que nous préparons une expérience dans ce sens [94].

La figure 49 montre les positions relatives des résonances observées. Il est remarquable que trois pics de résonance aient été enregistrés pour les transitions partant du niveau $^2S_{1/2}(F=I-1/2)$ alors que nous avions vu que la transition $^2S_{1/2}(F=I-1/2) \rightarrow {}^2P_{3/2}(F=I-3/2)$ ne pouvait donner lieu à un pompage optique. Ceci s'explique par le fait que, à cause des forts moments magnétiques des noyaux, le champ hexapolaire ne peut plus être considéré comme fort, mais se trouve dans la zone de champ intermédiaire (Cf. Fig.2) Il est possible d'induire un pompage Zeeman qui produit un signal dont le signe dépend du sens de la polarisation de la lumière, positif en polarisation σ^-.

Aucune mesure absolue du moment magnétique d'un isotope du francium n'ayant été effectuée, il n'est pas possible de déduire d'autre moments de nos mesures. Nous pouvons cependant remarquer que le rapport $A(^2S_{1/2})/A(^2P_{3/2})$ reste constant à mieux que 0.5% près et donc qu'aucune anomalie hyperfine n'a été observée. De même, nous ne pouvons pas déduire le moment quadrupolaire spectroscopique de la détermination du facteur $B(^2P_{3/2})$.

Enfin le déplacement isotopique peut être considéré comme dû uniquement à l'effet de volume. L'effet normal de masse est de l'ordre de 5MHz pour une variation d'une unité de masse, et donc bien inférieur aux barres d'erreur. Les valeurs du déplacement isotopique sont donc directement proportionnelles à la variation de $\langle r^2 \rangle$, bien que encore une fois, nous ne connaissions pas le coefficient de proportionnalité. Les valeurs expérimentales sont rassemblées dans la table XX. Lors de la discussion des résultats, nous reviendrons sur l'évaluation du moment magnétique et de la constante de proportionnalité électronique F reliant le déplacement isotopique et $\delta\langle r^2 \rangle$.

C H A P I T R E V I I

DISCUSSION DES RESULTATS

I - INTRODUCTION

Les mesures qui viennent d'être décrites nous ont permis d'obtenir un grand nombre d'informations nucléaires. Nous disposons en effet des grandeurs suivantes, par spectroscopie laser pour presque chaque noyau :

- le spin,
- le moment magnétique,
- le moment quadrupolaire spectroscopique,
- la variation du carré moyen du rayon de charge.

Elles viennent s'ajouter à l'ensemble déjà important d'autres grandeurs comme la masse, les spectres d'excitation nucléaire, les probabilités de transitions nucléaires etc...

Toutes ces observables sont directement liées aux modèles nucléaires qui cherchent à les reproduire.

Nous utiliserons principalement le modèle unifié de Bohr et Mottelsson et les calculs "a priori" du type Hartree-Fock.

Dans un premier paragraphe, nous allons donner les caractéristiques de ces différents modèles. Ensuite, nous donnerons l'expression des grandeurs que nous avons mesurées à l'intérieur de ces modèles, pour en extraire des informations nucléaires, ayant trait essentiellement à la déformation.

I.1 - Les modèles nucléaires

I.1.1 - Le modèle unifié de Bohr et Mottelsson[96].

Dans le modèle en couche simple[97,98] les nucléons sont supposés évoluer à l'intérieur d'un puits de potentiel ayant la symétrie sphérique. Bohr et Mottelsson ont étendu ce modèle en prenant un puits de potentiel déformé pouvant avoir une symétrie seulement axiale. Les orbitales des nucléons dépendent donc de la déformation et par suite, il en est de même pour les grandeurs nucléaires qui en dépendent, en particulier la masse, le moment magnétique et le moment quadrupolaire intrinsèque. Ce modèle, dans sa version simple,ne tient compte que des déformations statiques quadrupolaires. Il a été exploité en détail par S.G. Nilsson[99]. C'est sa formulation que nous utiliserons par la suite.

Au moment angulaire intrinsèque $\vec{j}$ du noyau vient s'ajouter le moment angulaire $\vec{R}$ dû à la rotation de l'ellipsoïde de révolution. Il y a couplage de ces deux moments pour conduire au spin total $\vec{I}$. Les nombres quantiques sont les projections K et Ω de $\vec{I}$ et $\vec{J}$ sur l'axe de symétrie du noyau (Fig. 50
Le modèle a été raffiné par la suite[100,101] mais le calcul est difficile et doit être conduit pour chaque noyau.

I.1.2 - Calculs "a priori"

En écrivant l'hamiltonien nucléaire à l'aide d'une force d'interaction simplifiée, il est possible de calculer les propriétés du noyau par une méthode auto-consistante du type Hartree-Fock. Une des forces les plus couramment utilisée est celle dite "de Skyrme"[102,103]. Les paramètres sont ajustés sur les propriétés de quelques noyaux - en général magiques -. Ensuite, chaque noyau est étudié indépendamment, en cherchant à minimiser son énergie calculée à l'aide des paramètres des oscillateurs constituant la base de départ.

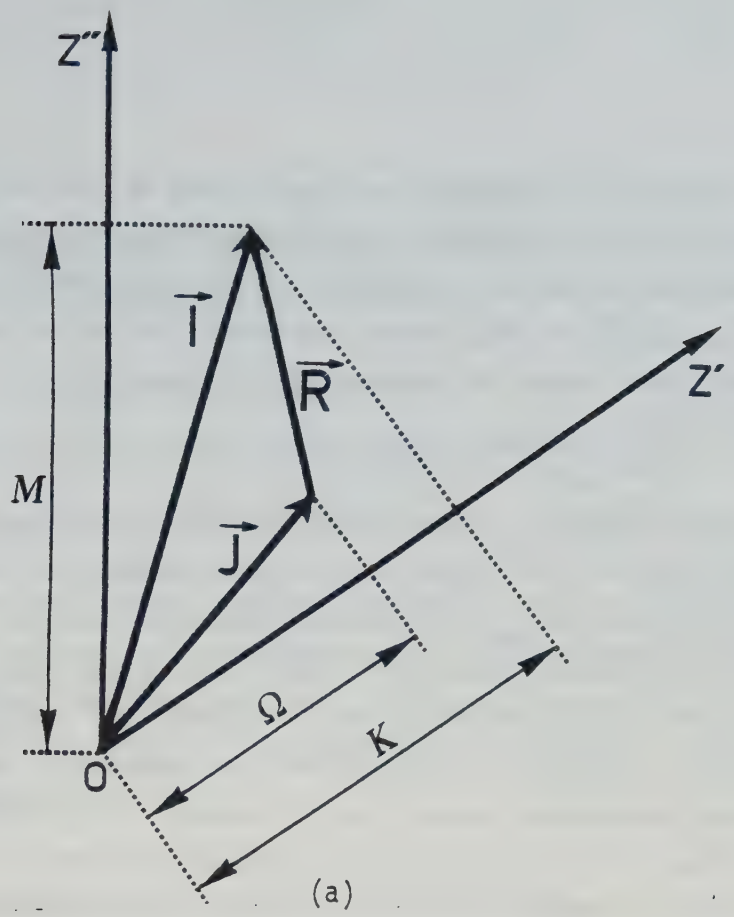
Malheureusement, à la différence des calculs du modèle unifié, les calc du type Hartree-Fock ne peuvent s'appliquer sans équivoque qu'à des noyaux pairs en protons et en neutrons. En aucun cas ils ne peuvent reproduire les effets d'oscillations pairs-impairs. Les propriétés des noyaux qui nous intéressent ne peuvent être appréhendées qu'en interpolant celles des isoton pairs-pairs voisins. De plus, le calcul ne tient pas compte des variations dans le temps et donc seules les déformations statiques peuvent être prises en compte. Cependant, ils conduisent à la masse, au rayon et au moment quadrupolaire du noyau. Si ces propriétés ne sont pas toujours bien reproduites en valeur absolue, leurs variations relatives, elles, sont souvent bien décrites.

I.2. Variations du rayon carré moyen de charge et déformations

I.2.1 - Noyau sphérique

Si l'on assimile simplement le noyau à une goutte liquide sphérique, son volume doit croître comme le nombre de nucléons A, soit pour le rayon ou le rayon de charge : $r = r_o A^{1/3}$ (17)

$$\text{et } \langle r^2 \rangle = \frac{3}{5} (r_o A^{1/3})^2 \qquad (18)$$



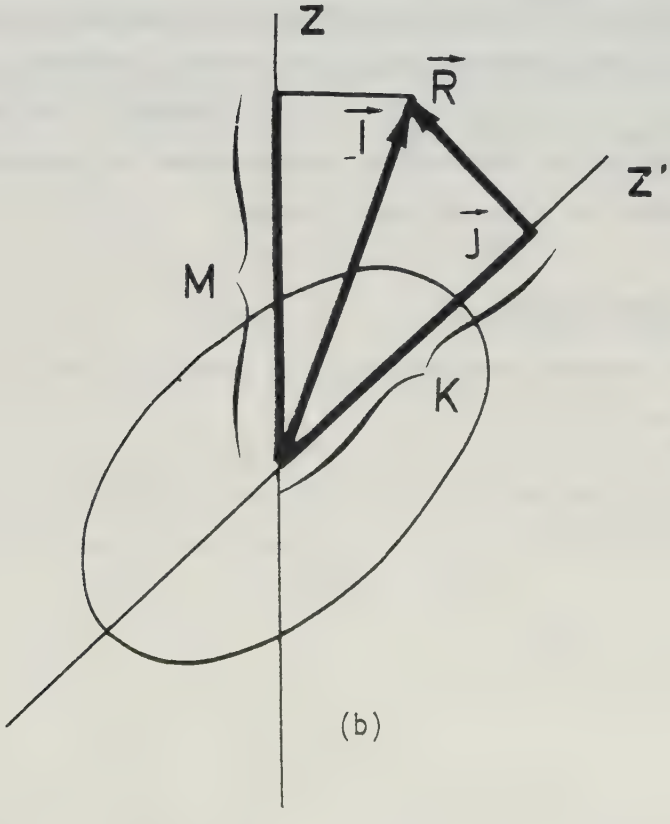


Fig. 50 Définition des notations de Nilsson[99].
(a) cas général
(b) noyau dans son état fondamental
$I = K = \Omega$

Les résultats obtenus par les études de diffusion d'électrons de haute énergie - dont la longueur d'onde associée est comparable ou plus petite que la dimension du noyau - montrent que le rayon de charge suit cette loi avec r_o = 1,2 fm. Entre deux noyaux de masse A et A' on obtient alors la variation du rayon carré moyen de charge dite "standard" :

$$\delta\langle r^2_{std}\rangle^{AA'} = \frac{3}{5} r_o^2 (A^{2/3} - A'^{2/3}) \qquad (19)$$

Plus finement, il est montré qu'entre deux isotopes ou entre deux isotone la variation de $\langle r^2\rangle$ peut être respectivement moitié plus faible ou moitié plus forte que $\delta\langle r^2_{std}\rangle$. Ces effets sont dus au fait que l'interaction neutron proton est beaucoup plus forte que celle entre neutrons ou entre protons. En n'ajoutant que des neutrons (cas des isotopes) l'expansion du noyau due à l'augmentation du nombre de nucléon est contrebalancée pas l'accroissement du potentiel nucléaire, allié à la "dilution" de la répulsion coulombienne (Cf. Réf. 55 p. 16-18). Il faut bien distinguer rayon de matière et rayon de charge les neutrons semblent devoir se placer essentiellement à l'extérieur du coeur nucléaire, créant une "peau neutronique", comme le laisse penser l'anomalie de Nolen-Schiffer [104]. Par contre dans le cas des isotones, ces effets s'ajoute

On peut résumer empiriquement ceci en écrivant :

$$\delta\langle r^2\rangle_{sph} = \zeta\, \delta\langle r^2\rangle_{std} \qquad (20)$$

avec $\zeta < 1$ pour des variations isotopiques . ζ est bien sûr fonction de la couche et de son état de remplissage.

I.2.2 - Noyau déformé

Si on suppose une déformation quadrupolaire à volume constant, on peut écrire [15]

$$\vec{r} = r\,(1 - \frac{1}{4\pi}\langle\beta^2\rangle + \beta\, Y_{20}) \qquad (21)$$

ce qui conduit à :

$$\langle r^2\rangle = (1 + \frac{5}{4\pi}\langle\beta^2\rangle)\,\langle r^2\rangle_{sph} \qquad (22)$$

$$\text{et} \quad \delta\langle r^2\rangle = \delta\langle r^2\rangle_{sph} + \frac{5}{4\pi}\,\delta\left[\langle\beta^2\rangle\langle r^2\rangle_{sph}\right] \qquad (23)$$

$$= \delta\langle r^2\rangle_{sph} + \delta_\beta\langle r^2\rangle \qquad (24)$$

- $\langle r^2\rangle_{sph}$ est le rayon qui aurait un noyau sphérique de même volume. $\delta\langle r^2\rangle_{sp}$ peut être évalué par la formule (20) à condition d'attribuer une valeur à ζ

- β est le coefficient de déformation. Il inclut aussi bien les déformation statiques (rotationnelles) que dynamiques (vibrationnelles). Il en est de mê

pour son carré moyen $<\beta^2>$, si bien que $\delta_\beta <r^2> \neq 0$ pourra être produit par des déformations soit dynamiques soit statiques.

I.3 - Moment quadrupolaire et déformation

Le moment quadrupolaire Q_o du noyau est aussi relié à $<\beta>$ par [105].

$$Q_o = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z R_o^2 <\beta> (1+\frac{1}{8}\sqrt{\frac{5}{\pi}} <\beta>) \qquad (25)$$

mais il dépend de $<\beta>$ et n'est donc sensible qu'aux déformations statiques puisque les déformations dynamiques vont être moyennées à zéro.

Par comparaison avec $<\beta^2>$ qui intervient dans $\delta<r^2>$ on doit évidemment toujours avoir $<\beta> \leqslant <\beta^2>^{1/2}$ l'égalité étant obtenue si les déformations sont purement statiques.

I.3.1 - Evaluation de Q_o à partir de nos mesures

Q_o est le moment quadrupolaire intrinsèque défini par rapport à un système de coordonnées lié au noyau alors que nos mesures nous permettent d'atteindre Q_s, moment quadrupolaire spectroscopique défini dans le système de coordonnées du laboratoire.

Dans le cadre du modèle unifié de Bohr et Mottelsson [100], on obtient la relation :

$$Q_s = Q_o \left[3K^2 - I(I+1)\right] / \left[(I+1)(2I+3)\right] \qquad (26)$$

et comme généralement I=K dans le niveau fondamental :

$$Q_s = Q_o \, I(2I-1) / \left[(I+1)(2I+3)\right] \qquad (27)$$

Mais ces relations ne sont valables que dans l'approximation du couplage fort entre les nucléons de valence et les mouvements rotationnels du coeur, c'est-à-dire seulement pour les noyaux ayant une grande déformation purement statique.

I.4 - Moment magnétique et déformation

Dans le modèle de Bohr et Mottelsson, les mouvements du coeur du noyau sont caractérisés par un moment angulaire $\vec{R}$ qui est couplé au moment angulai $\vec{j}$ du nucléon célibataire (cas d'un noyau pair-impair) pour donner le moment angulaire total $\vec{I}$.

Les fonctions d'ondes utilisées sont de la forme :

$$|N\Omega\alpha> = \sum_l a_{l\Omega-\frac{1}{2}} \mid Nl\ (\Omega-\tfrac{1}{2}) + > + \sum_l a_{l\Omega+\frac{1}{2}} \mid Nl\ (\Omega+\tfrac{1}{2}) - >$$

avec $\sum_{l,\Lambda} a^2_{l\Lambda} = 1 \quad (\Lambda = \Omega \pm \frac{1}{2})$

Les notations utilisées sont celles de S.G. Nilsson [99]

Pour un noyau dont $I = K \neq \frac{1}{2}$, on a :

$$\mu = \frac{I}{I+1}\left[\frac{1}{2}(g_s-g_l)\sum_l (a^2_{l\Omega-\frac{1}{2}} - a^2_{l\Omega+\frac{1}{2}}) + g_l I + g_R\right]$$

avec $g_R \simeq Z/A$

pour $K = \frac{1}{2}$

$$\mu = \frac{1}{I+1}\left\{(g_s-g_l)\left[\frac{1}{4}\ e\ (a^2_{lo} - a^2_{l1}) + (-1)^{I-\frac{1}{2}+\Pi}\frac{1}{2}(I+\tfrac{1}{2})\sum_l a^2_{lo}\right]\right.$$

$$\left. + (g_e-g_R)\left[\frac{1}{4} + (-1)^{I-\frac{1}{2}}\frac{1}{2}(I-\tfrac{1}{2})\ a\right] + g_R\ I(I+1)\right\}$$

où le facteur de découplage a est donné par :

$$a = (-1)^{\Pi}\sum_l \left(a^2_{lo} + 2\sqrt{l(l+1)}\ a_{lo}\ a_{l1}\right)$$

Π représente la parité du niveau considéré.

Dans le cas d'un isotope impair-impair, nous avons [106]

$$\mu = \frac{I}{I+1}\left[g^p_s <s^p_3> + g^n <g^n_3> + g^p_l <l^p_3> + g_R\right]$$

et comme K est toujours différent de 1/2 (noyau impair-impair, donc K est entier) :

$$\mu = \frac{I}{I+1}\left\{\left[\Omega_p + \frac{1}{2}(g^p_s - g^p_l)\sum_l (a^2_{l\Omega-\frac{1}{2}} - a^2_{l\Omega\ \frac{1}{2}})^p\right]\right.$$

$$\left. \pm\left[\frac{1}{2}\ g^n_s \sum_l (a^2_{l\Omega\ \frac{1}{2}} - a^2_{l\Omega\ \frac{1}{2}})^n\right] + g_R\right\}$$

le signe étant le même que celui apparaissant dans la règle "forte" de couplage des spins [107] :

$$\Omega = \left| \Omega_p \pm \Omega_n \right|$$

Signalons également l'existence de calculs basés sur le modèle en couches [108] Ces calculs sont fort complexes car de nombreux paramètres doivent être ajustés sur les données nucléaires (en particulier les spectres d'excitation) pour pouvoir écrire l'hamiltonien nucléaire. Pour quelques noyaux de déformation nulle, nous pourrons nous contenter de faire intervenir le modèle extrême de Mayer et Jensen [97,98] et d'utiliser les valeurs "de Schmidt" du moment magnétique, qui sont très simples à calculer [109] :

$$\mu_s = g\, j = \frac{1}{2}\left[(g_L+g_S) + (g_L-g_S)\,\frac{l(l+1)-\frac{3}{4}}{j(j+1)}\right] j \qquad (28)$$

pour un noyau impair

où $j = l \pm \frac{1}{2}$ est le moment angulaire du nucléon célibataire et les facteurs g du proton et du neutron sont donnés par :

$$g_L^p = 1 \qquad g_L^n = 0$$

$$g_S^p = 5.585 \qquad g_S^n = -3.826$$

Pour un noyau impair-impair, on a :

$$\mu = \frac{1}{2}\left[(g_p+g_n) + (g_p-g_n)\,\frac{j_p(j_p+1) - j_n(j_n+1)}{I+1}\right]$$

où g_p et g_n sont les facteurs g du proton et du neutron célibataires et sont donnés par l'équation (28).

I.5 - Comparaison avec les informations obtenues par spectrométrie nucléaire

Dans les noyaux pairs-pairs déformés de façon statique on peut observer des bandes rotationnelles construites sur le fondamental O+ dont les énergies d'excitation sont données par [100]

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2J} I\,(I+1) \quad \text{avec} \quad I = 2,\ 4,\ 6,\ \ldots.$$

Ces énergies sont inversement proportionnelles au moment d'inertie J du noyau et dépendent donc de sa forme.

Dans le cas où l'énergie d'excitation et la durée de vie τ du niveau 2^+ sont connus, on peut en déduire Q_o

$$\langle Q_o^2 \rangle = \frac{16\pi}{5} B(E2)$$

la probabilité de transition B(E2) du niveau 2+ vers le niveau O+ étant calculée par [110]

$$B(E2) = 0{,}408/E_{2+}^5\,\tau$$

en exprimant B(E2) en barns^2

E_{2+} en MeV

τ en ps

Si la durée de vie du niveau n'est pas connue, on peut utiliser une formule empirique établie par Grodzins [111] et qui relie J et $\langle\beta\rangle$:

$$\frac{\hbar^2}{2J} = \frac{204}{\langle\beta^2\rangle A^{7/3}} \text{ MeV}$$

ce qui donne [112] :

$$\langle\beta^2\rangle = 1224/E_{2+}\,A^{7/3} \quad \text{où } E_{2+} \text{ est exprimé en MeV.}$$

Si le spectre est purement rotationnel, l'énergie d'excitation des différents niveaux varie comme I(I+1), soit : $E_{4+}/E_{2+} = 20/6 = 3.3$

Par contre, si le spectre est vibrationnel, les niveaux sont équidistants soit :

$$E_{4+}/E_{2+} = 2$$

Un certain nombre de valeurs expérimentales de $E_{2}+$, $\tau(2+ \rightarrow 0+)$, E_{4+} sont connues pour des noyaux pairs-pairs voisins des alcalins : alcalino-terreux ou gaz rares [113].

La comparaison de nos résultats concernant $<\beta^2>$ pour les alcalins avec ceux obtenus par spectroscopie nucléaire pour les voisins pair-pair nous aidera à orienter notre interprétation : il pourra être suggéré que les déformations sont soit rotationnelles soit vibrationnelles selon que $E_{4+}/E_{2+} \sim 3$ et $<\beta> \sim <\beta^2>^{1/2}$ ou que $E_{4+}/E_{2+} \sim 2$ et $<\beta> < <\beta^2>^{1/2}$ respectivement.

I.5 - Contribution des calculs théoriques

I.5.1 - Calculs effectués dans le cadre du modèle de Bohr et Mottelsson

Si l'on sait dans quelle orbitale placer les nucléons de valence, les valeurs de μ et de Q_o peuvent être calculées. Par comparaison avec les valeurs expérimentales on peut donc déterminer quelles sont la ou les configurations compatibles mais il est bien évident que le cas de chaque noyau doit être considéré isolément. Ce travail a été fait pour de nombreux moments magnétiques par C. Ekström [79,71,77] et pour des calculs complets de certains noyaux (isotopes de rubidium riches en neutrons en particulier) par Ragnarsson [114]. Rappelons que ces calculs sont particulièrement adaptés aux cas des noyaux ayant une forte déformation statique.

I.5.2 - Calculs "ab initio" de type Hartree Fock

En moyennant les variations calculées pour les noyaux pairs-pairs voisins isotones de ceux étudiés, on peut comparer les valeurs calculées de $\delta<r^2>$ et de $<\beta>$ à nos valeurs expérimentales. On peut aussi attribuer une valeur au

paramètre ζ d'après ces calculs. Les effets de couches apparaissent dans les calculs mais évidemment pas les effets pairs-impairs. Puisque seules les déformations statiques peuvent être déterminées dans ces calculs, la comparaison des valeurs de $\delta\langle r^2\rangle$ et $\langle\beta^2\rangle^{1/2}$ peut, en cas de désaccord, suggérer qu'il s'agit de noyaux vibrationnels.

Nous allons maintenant examiner cas par cas chacun des éléments que nous avons étudiés en combinant les diverses informations existantes à l'aide des relations que nous venons d'expliciter dans ce paragraphe.

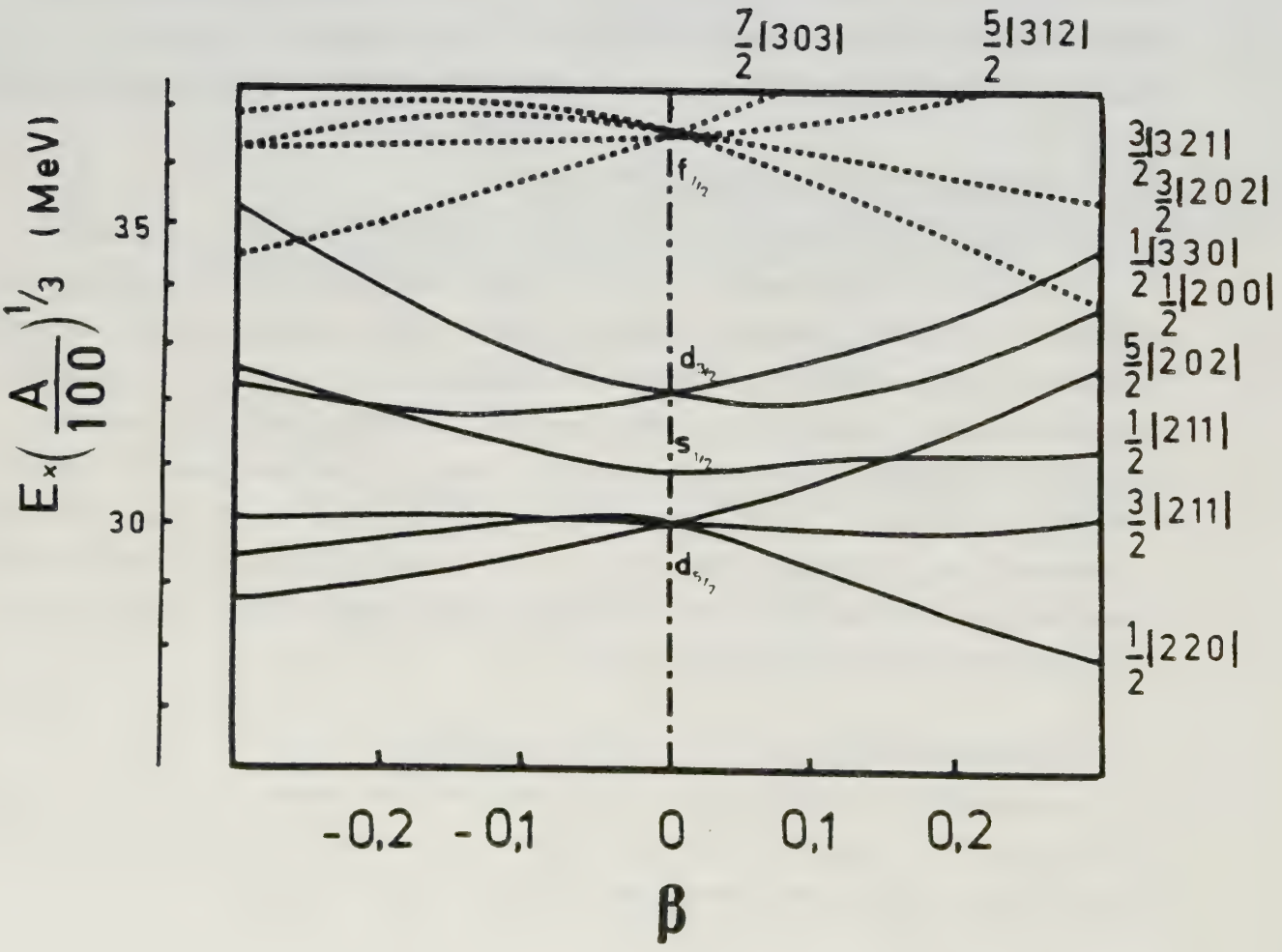


Fig. 51 Schéma des niveaux d'énergie des protons et des neutrons dans le cadre du modèle de Nilsson, au voisinage du sodium. Les niveaux sont repérés par la notation de la limite du couplage fort.

II - ISOTOPES DE SODIUM

Les mesures de masses effectuées sur les isotopes de sodium [115], associées à des calculs du type Hartree-Fock [103] ont montré l'existence d'une zone de déformation pour les isotopes de A > 31 (N > 20). L'étude des transitions $2^+ \rightarrow 0^+$ des isotopes du magnésium a appuyé cette observation [116,117] car l'énergie de cette transition subit une chute brutale à partir de l'isotope de masse 32 (N=20), ce qui indique un accroissement du moment d'inertie, et donc de la déformation. Il est alors très important de connaître les spins, les moments magnétiques et quadrupolaires et le rayon de charge pour vérifier les hypothèses nées des mesures de masse et de niveaux excités.

II.1 - Spins et moments nucléaires

Dans le cadre du modèle unifié de Nilsson [99], le spin est l'information la plus directement exploitable pour les isotopes de masse impaire. En effet, le spin est alors déterminé par la configuration du proton célibataire. La figure 51 montre que celui-ci doit appartenir à la sous couche $d_{5/2}$. Pour une déformation positive, le remplissage naturel des sous niveaux conduit à l'occupation de l'orbitale $\frac{3}{2}$ [211] (notation de la limite du couplage fort), tandis que pour une déformation négative, l'orbitale naturellement occupée peut être soit $\frac{3}{2}$ [211] (faibles déformations) ou $\frac{1}{2}$ [220] (fortes déformations). Une configuration de trou peut également être envisagée.

Compte tenu du coefficient de découplage que l'on peut calculer, la configuration $\frac{1}{2}$ [220] ne peut être retenue dans aucun des cas pratiques, car elle conduit toujours à un spin $\frac{1}{2}$,, jamais observé expérimentalement.

Les moments quadrupolaires peuvent compléter ces renseignements. En effet, si un moment quadrupolaire nul ne permet pas de conclure quant à la sphéricité d'un noyau, en revanche, un moment différent de zéro ne peut qu'être associé à une déformation non nulle.

Considérons le cas de ^{25}Na et ^{27}Na. Leur moment quadrupolaire est faiblement négatif, non compatible avec zéro à une déviation standard près. D'autre part, le spin mesuré est égal à $\frac{5}{2}$ dans les deux cas. Un tel spin peut être interprété par l'occupation de la sous-couche $d_{5/2}$ et une déformation nulle. Il peut être également envisagé comme une configuration de trou dans l'orbitale $\frac{5}{2}$ [202] associé à une déformation négative, une des orbitales $\frac{1}{2}$ [220] ou $\frac{3}{2}$ [211]

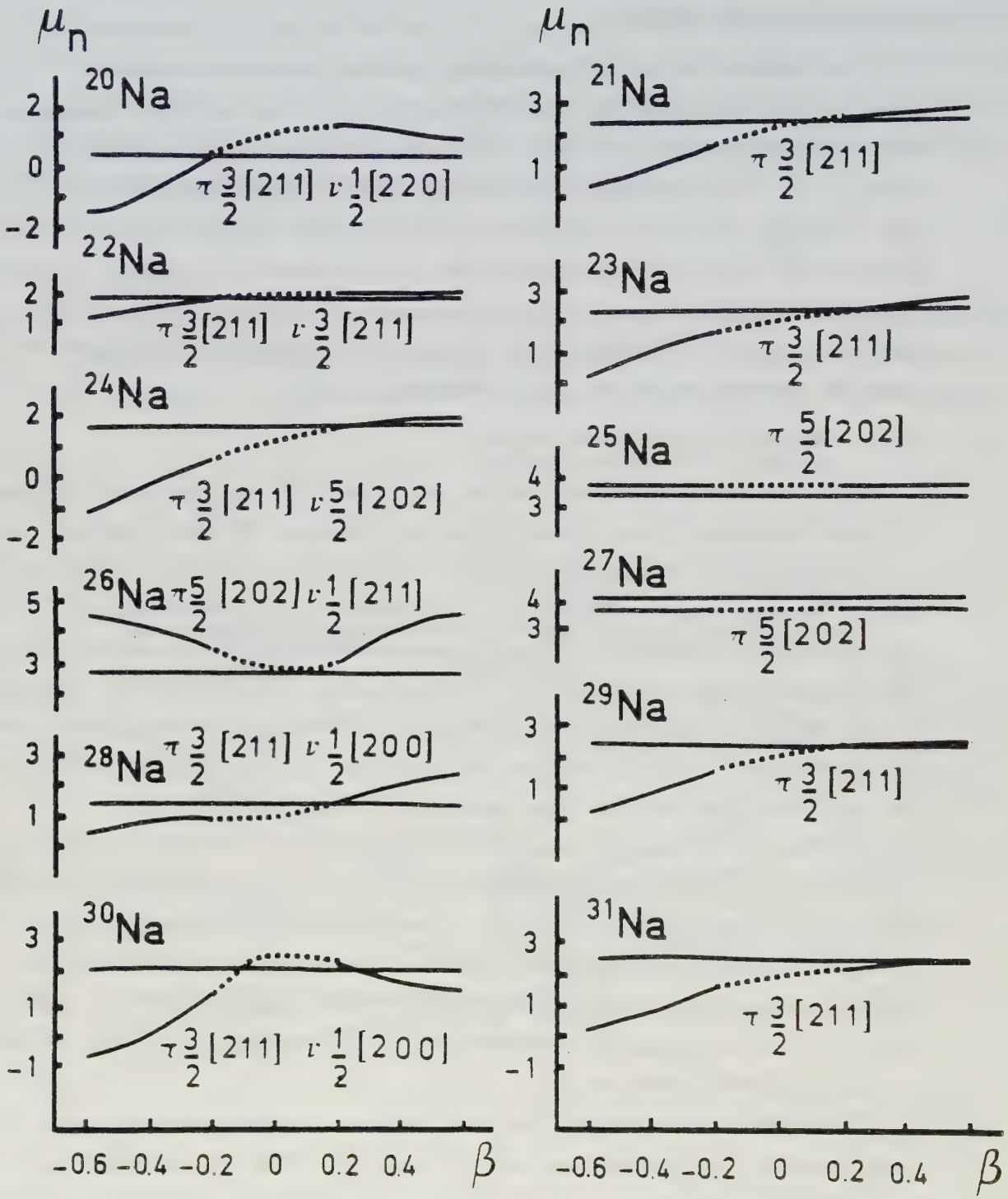


Fig. 52 Moments magnétiques des isotopes du sodium dans le cadre du modèle de Nilsson. Chaque fois, nous avons retenu la configuration la plus probable (voir texte).

contenant alors une paire de protons. Dans ce cas, le moment magnétique calculé ne dépend pas de la déformation et est compatible avec les valeurs expérimentales obtenues pour ces deux noyaux (figure 52).

Considérons maintenant le cas des autres isotopes de A impair et dont le spin vaut 3/2. Si c'est l'orbitale $\frac{3}{2}$ [211] qui est occupée, la figure 52 montre les valeurs calculées des moments magnétiques sont compatibles avec les valeurs expérimentales pour des déformations positives. ce qui est cohérent avec le signe des valeurs de Q_s que nous avons mesurées.

Quant aux isotopes de A pair, la figure 52 montre que l'on peut leur assigner une configuration raisonnable, avec le proton dans la même orbitale que l'un des noyaux isotopes voisins, tout en reproduisant bien le moment magnétique. Là encore les déformations sont faibles, sans qu'il soit possible de conclure sur le signe.

Les faibles valeurs des moments quadrupolaires spectroscopiques mesurés ne permettent pas d'obtenir des conclusions quantitatives. Elles suggèrent cependant que les déformations sont probablement faibles.

Notons enfin qu'un récent calcul [118] s'appuyant sur le modèle en couche reproduit bien les spins et moments magnétiques des isotopes A allant de 20 à 30 mais qu'un désaccord intervient pour A = 31, où le modèle en couche dans la configuration s-d ne semble plus applicable.

II.2 - Comparaison avec d'autres résultats

Dans la table XXI (Fig. 53), nous avons rassemblé les mesures de déformation relatives au sodium et aux noyaux voisins - néon et magnésium - en fonction de N et nous avons indiqué la méthode de mesure (diffusion inélastique, excitation coulombienne, probabilité de la transition $2^+ \rightarrow 0^+$, moment quadrupolaire spectroscopique). Seul le moment quadrupolaire spectroscopique conduit à $\langle\beta\rangle$ (sur la figure 53, nous avons représenté $|\langle\beta\rangle|$), toutes les autres méthodes permettent de déterminer $\langle\beta^2\rangle$. Ainsi l'observation de la figure 53 permet de penser que la déformation de ^{23}Na est certainement essentiellement statique tandis que pour les autres isotopes étudiés, la part de la déformation dynamique n'est probablement pas négligeable.

Pour appuyer cette hypothèse, nous avons rassemblé dans la table XXII les rapports des énergies des premiers niveaux excités 2^+ et 4^+. On constate que N = 12 correspond bien à un maximum d'énergie rotationnelle.

N	$\langle\beta^2\rangle^{1/2}$							$\langle\beta\rangle$
	Ne			Mg				Na
	B(E2)[a]	Dif.él.[b]	Exc.coul.[b]	B(E2)[a]	Dif.él.[b]	Exc.coul.[b]	$\overline{\langle\beta^2\rangle^{1/2}}$	Q_s[c]
8	0.61							
10	0.66(3)	0.60	0.67	0.50(9)			0.57	0.26 (21)
12	0.52(1)	0.49	0.53	0.54(11)	0.48	0.56	0.52	0.55 (2)
14	0.38(5)			0.45(2)	0.36	0.49	0.41	-0.26 (13)
16				0.45(2)			0.45	-0.13 (13)
18								0.09 (21)

[a] calculé à partir des Réfs. 110) et 113)

[b] Tiré de la Réf. 119)

[c] Tiré de nos mesures de $B(^2P_{3/2})$

Table XXI Paramètres de déformation expérimentaux d'isotones du néon, du sodium et du magnésium

N	E_{4+} / E_{2+} [a]	
	Ne	Mg
10	2.60	2.65
12	2.63	3.01
14	2.00	2.39
16	-	2.73

[a] Réf. 113)

Table XXII Rapport des énergies des premiers niveaux 4^+ et 2^+ d'isotone du néon et du magnésium. Un rapport voisin de 10/3 suggère une structure rotationnelle, tandis qu'un rapport voisin de 2 suggère une structure vibrationnelle.

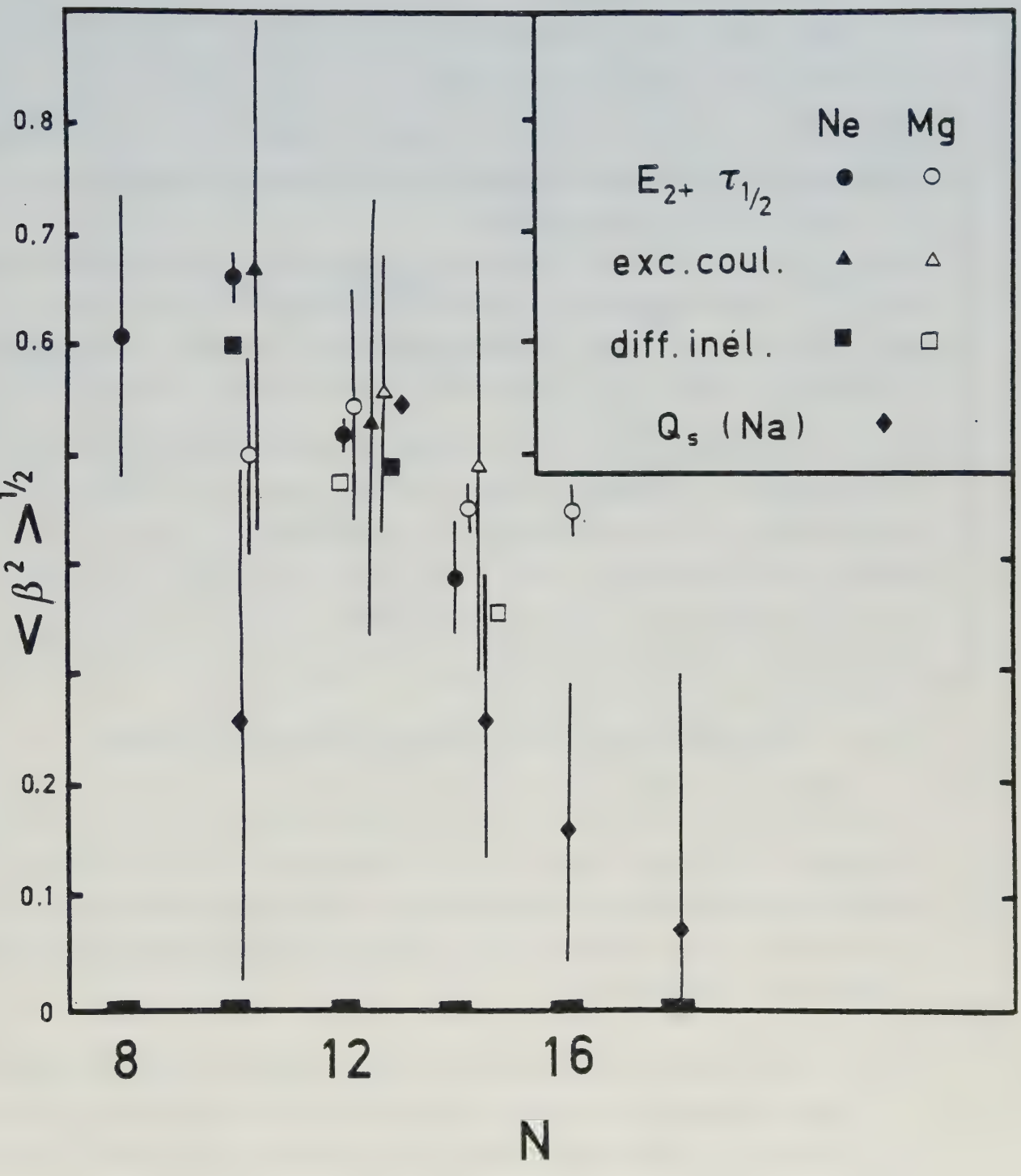


Fig. 53 Coefficients de déformation $\langle\beta^2\rangle^{1/2}$ ($|\langle\beta\rangle|$ dans le cas des valeurs tirées du moment quadrupolaire spectroscopique) à partir de différentes méthodes (voir Réf. 119): B(E2), excitation coulombienne ou diffusion inélastique de hadrons.

II.3 - Déplacement isotopique

Comme nous l'avons montré au chapitre précédent, l'existence d'un effet de volume dans le déplacement isotopique des sodium est facilement mis en évidence par la figure 40. Pour extraire la variation du carré moyen du rayon charge, il est nécessaire d'évaluer l'effet de masse - et en particulier l'eff spécifique de masse - sans disposer d'une calibration expérimentale.

Deux méthodes sont proposées :

i) La première consiste à adopter les résultats des calculs Hartree-Fock atomi ques [65]. L'effet spécifique calculé de cette façon est de l'ordre de 60MHz entre les isotopes ^{23}Na et ^{25}Na. La confiance à accorder à ce résultat est limitée étant donné la petitesse des effets comparés à la grandeur des termes que le calcul doit déterminer.

ii) Il est également possible d'appréhender la variation du carré moyen du rayon de charge, pour deux isotopes donnés, à partir d'un modèle nucléaire et de se servir de cette évaluation pour déterminer la constante d'effet de masse, qui ne dépend pas , elle, des isotopes envisagés. C'est la méthode que nous avons employée, en retenant les noyaux de nombre de masse 25 et 27. Nous avons évalué séparément les parties sphériques et dues à la déformation de $\delta<$

II.3.1 - Evaluation de la partie sphérique du rayon de charge.

Pendant le remplissage de la sous- couche $s_{1/2}$ (A = 25-27), nous avons constaté que les déformations étaient probablement faibles, et en tout cas voisines. Les calculs Hartree Fock [103] reproduisent bien cette tendance et les rayons de charge ainsi calculés suivent la loi standard avec $\zeta = 0.5$ (figure Nous retenons cette hypothèse pour exprimer la partie sphérique du rayon de charge. (Cf. équation 24).

II.3.2 - Evaluation de la variation du carré moyen du rayon de charge.

Nous estimerons la valeur du paramètre de déformation $<\beta^2>$ des isotopes du sodium par la moyenne des valeurs des paramètres concernant le néon et la magnésium (Cf. Table XXI).

En reportant ces valeurs dans l'équation (23), nous avons ainsi une estimation de $\delta<r^2>^{25,27}$, et donc de l'effet de volume $\delta\nu_{vol}^{25,27} = F\delta<r^2>^{25,27}$ dans le déplacement isotopique.

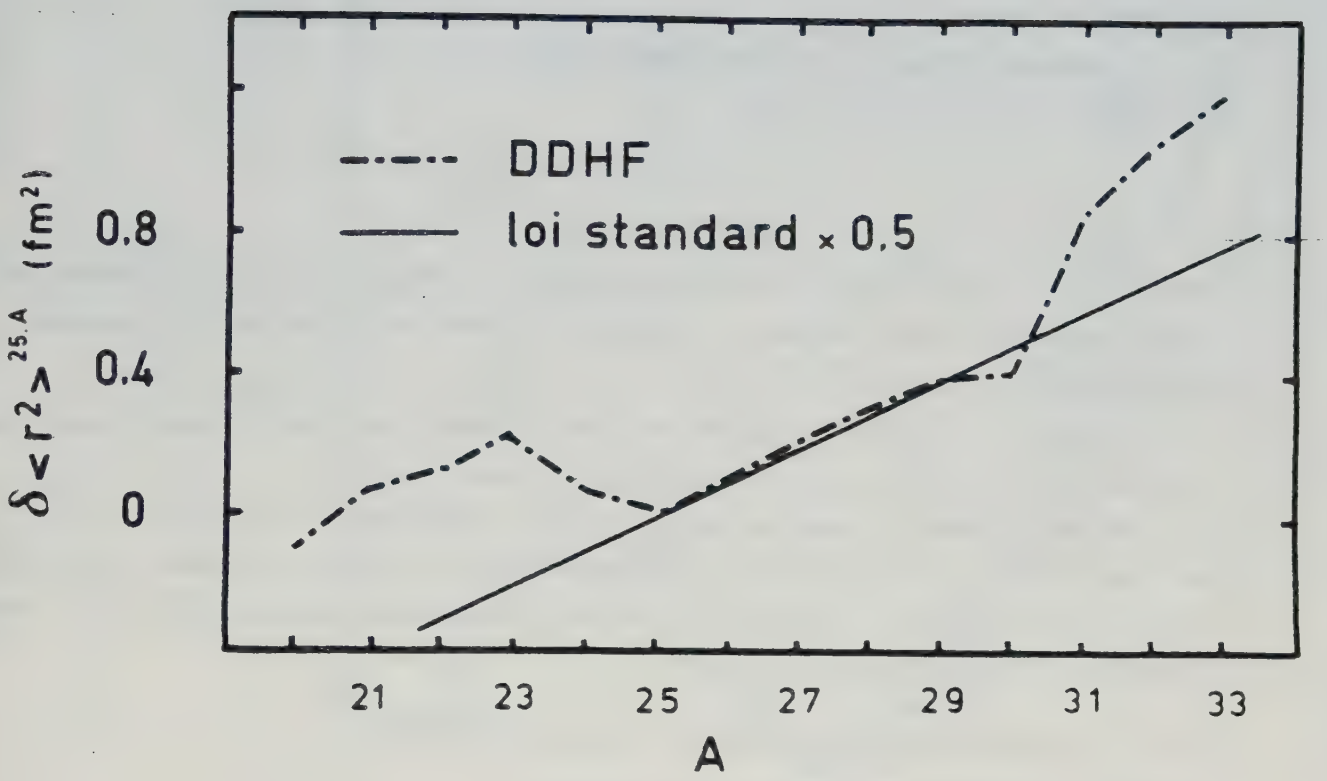


Fig. 54 Comparaison des prévisions concernant la variation du carré moyen du rayon de charge des isotopes du sodium.

II.3.3 - Calcul de l'effet de masse

Connaissant le déplacement isotopique total expérimental, le déplacemen dû à l'effet de masse s'écrit immédiatement :

$$\delta\nu_m = \delta\nu_{exp} - \delta\nu_{vol} \quad \text{d'une part,}$$
$$= K\,\Delta\Delta(1/M) \quad \text{d'autre part, où M représente}$$

la masse du noyau.

On calcule ainsi : K = 384.9 GHz x uma

et l'effet spécifique est $K_s = K - K_n$

$$\simeq 106 \text{ GHz}$$
$$= 0.38\ K_n$$

Pour la paire ^{23}Na-^{25}Na, le déplacement dû à l'effet spécifique de masse est de 365 MHz, très grand devant la valeur de 60 MHz calculée par les méthodes Hartree-Fock atomiques [65].

Compte tenu des incertitudes sur les déformations, nous pouvons penser que notre estimation de K devrait être faite à mieux que 10%.

Sur la figure 55, nous avons porté les valeurs calculées de $\delta\langle r^2\rangle^{25,A}$. Les deux courbes en pointillés correspondent aux valeurs extrêmes de la constante d'effet de masse (en ne prenant pour incertitude que celle sur les déformations, supposée égale à 10%).

II.3.4 - Comparaison avec les prévisions des modèles

II.3.4.1 - Comparaison avec la loi standard.

Puisque nous avons une estimation de la déformation des isotopes ^{21}Na et ^{23}Na (Cf. Table XXI) il est possible de déterminer ζ pour ces deux noyaux :

$$\zeta(A) = \frac{\delta\langle r^2\rangle^{25,A}_{exp} \quad \delta\langle r^2\rangle^{25,A}_{\beta}}{\delta\langle r^2\rangle^{25,A}_{std}}$$

(Cf. les relations (20) et (24)).

On calcule ainsi :

$$\zeta(21) = -0.29\ (36)$$
$$\zeta(23) = -0.25\ (46)$$

en ne tenant compte que de l'incertitude sur la déformation (10%).

En moyennant, on a :

$$\zeta = -0.3\ (3)$$

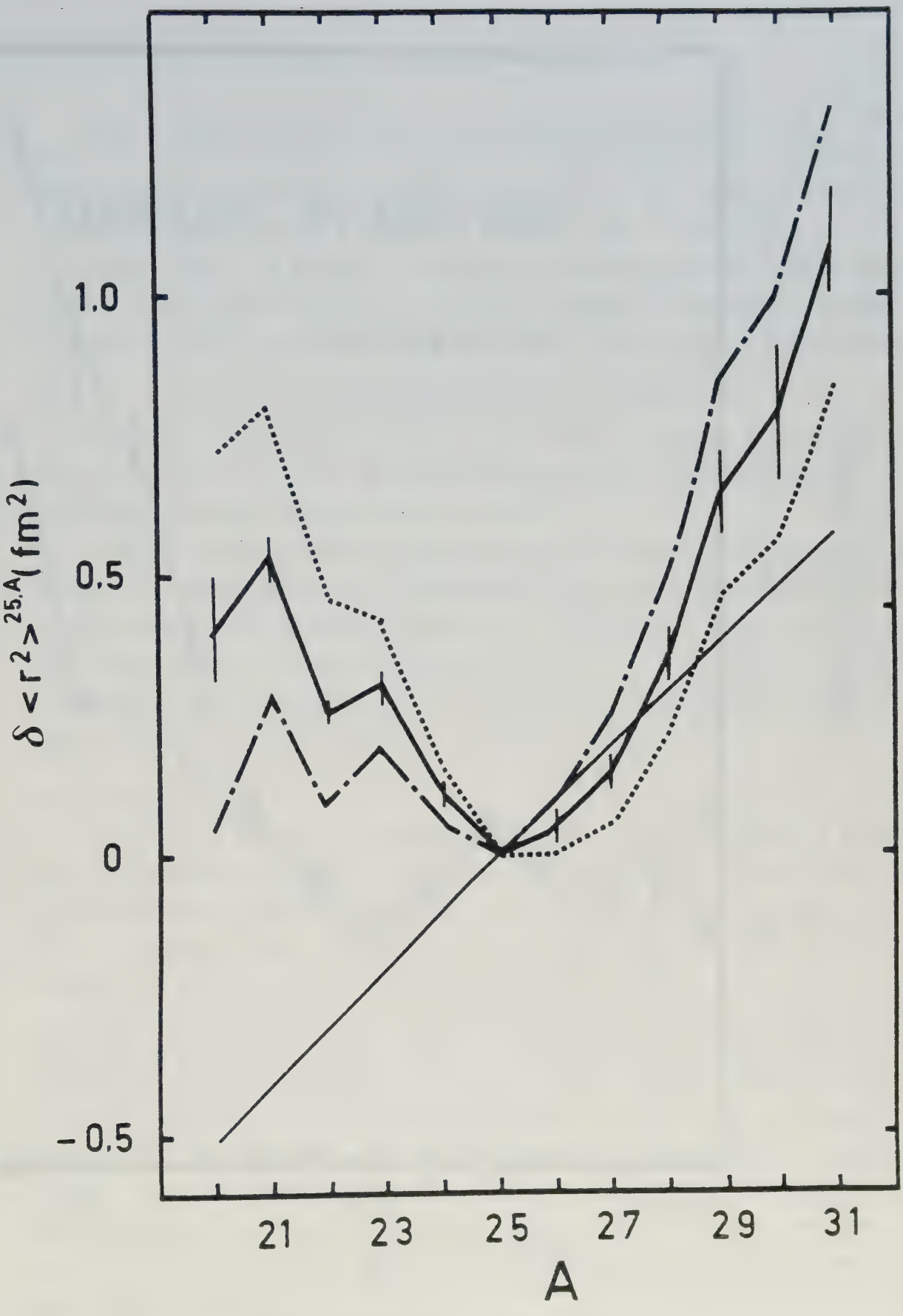


Fig. 55 Variation expérimentale du carré moyen du rayon de charge des isotopes du sodium. La courbe en traits pleins correspond à K_m = 384.9 MHz.uma, celle en pointillés à K_m = 382.3 MHz.uma et celle en traits mixtes à K_m = 385.5 MHz.uma

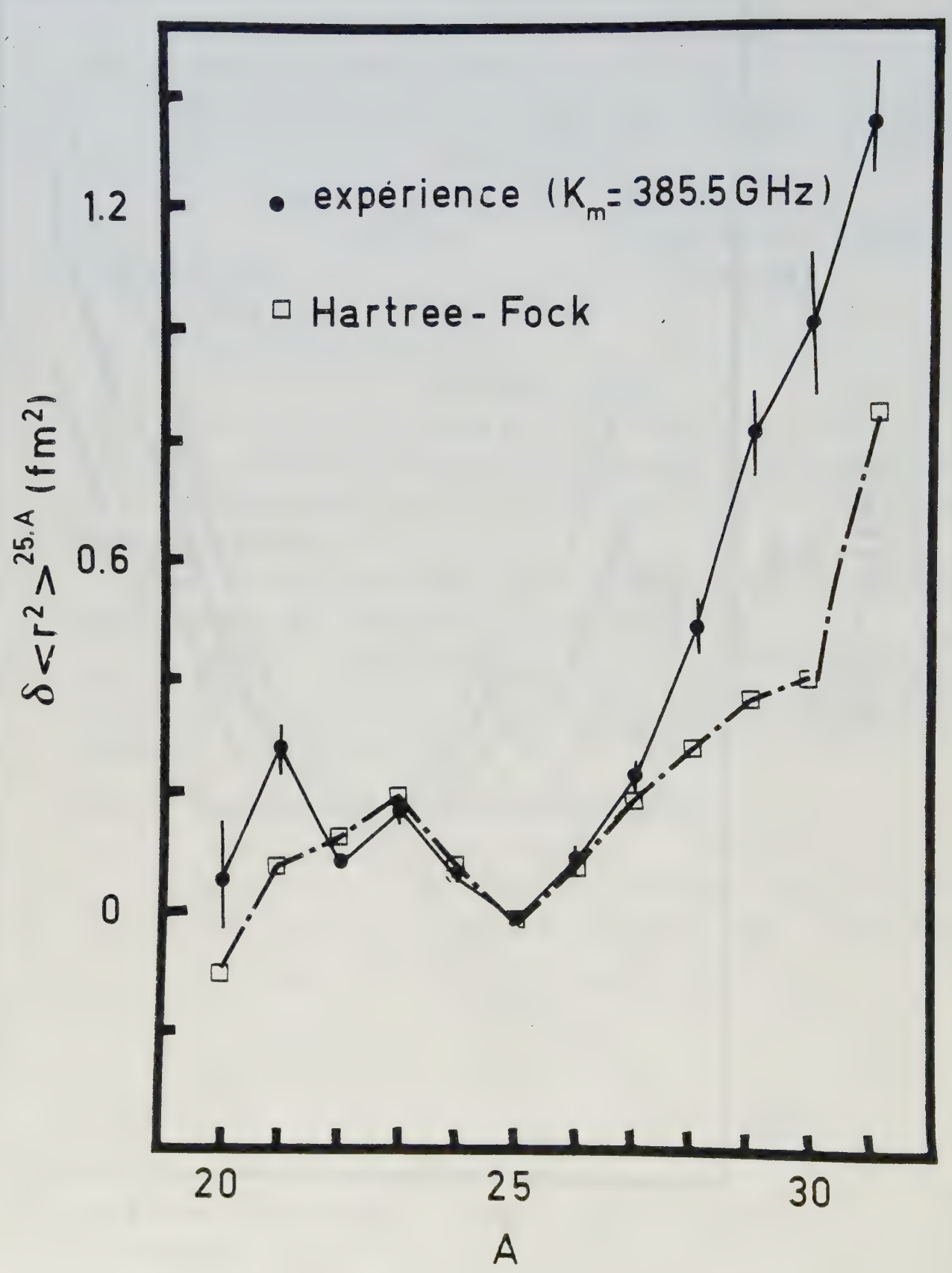


Fig. 56 Comparaison de la variation expérimentale du carré moyen du rayon de charge avec celle obtenue par un calcul du type Hartree-Fock[103].

Il est clair que cette valeur est incompatible avec celle égale à 0.5, prise pour la paire ^{25}Na-^{27}Na. Nous nous trouvons dans le cas où la contraction imposée par le potentiel supplémentaire apporté par les neutrons l'emporte sur l'expansion provoquée par l'apport de matière.

D'autre part, la figure 55 ne met pas en évidence de transition brutale à A = 31 (N=20) comme pouvaient le laisser supposer les mesures de masse [115] ou d'énergie d'excitation du premier niveau 2^+ du magnésium dans cette région [116,11

II.3.4.2 - Comparaison avec les calculs Hartree-Fock [103].

En prenant pour constante d'effet de masse la valeur K = 385.5 GHz x uma, de façon à faire coïncider les valeurs expérimentales et calculées de $\delta\langle r^2 \rangle$ [25,26] on obtient la courbe portée sur la figure 56.

L'accord entre la courbe expérimentale et la courbe théorique est très bon du côté des noyaux déficients en neutrons, alors que du côté des isotopes lourds le désaccord va en croissant, à partire de ^{28}Na. Il faut peut-être rapprocher cette observation du caractère plutôt statique de la déformation du côté des isotopes légers et dynamique du côté des lourds. Le fait le plus frappant reste cependant la non observation de la transition prévue à N = 20.

II. 4 - Conclusion

Les mesures de spin et de moment magnétique nous ont permis de proposer des assignations aux orbitales occupées dans le cadre du modèle unifié. Celles ci correspondent dans la plupart des cas à l'ordre naturel de remplissage. Elles ne sont pas certaines mais les déformations que l'on peut en déduire sont compatibles avec les moments quadupolaires mesurés.

Les mesures de déplacement isotopique conduisent à une estimation de la constante d'effet spécifique de masse beaucoup plus forte que prévu. Les valeurs de la variation du carré moyen du rayon de charge que l'on peut en déduire montrent l'existence d'un fort effet de couche à A = 25. Dans les noyaux plus légers que ^{25}Na, l'additions de neutrons provoque une diminution de rayon de charge ; celui ci augmente normalement dans le cas des noyaux plus lourds. Enfin les calculs du type Hartree-Fock reproduisent assez bien nos résultats pour $^{21-27}$Na. Le désaccord observé pour $^{28-31}$Na suggère que ces noyaux pourraien être vibrationnels.

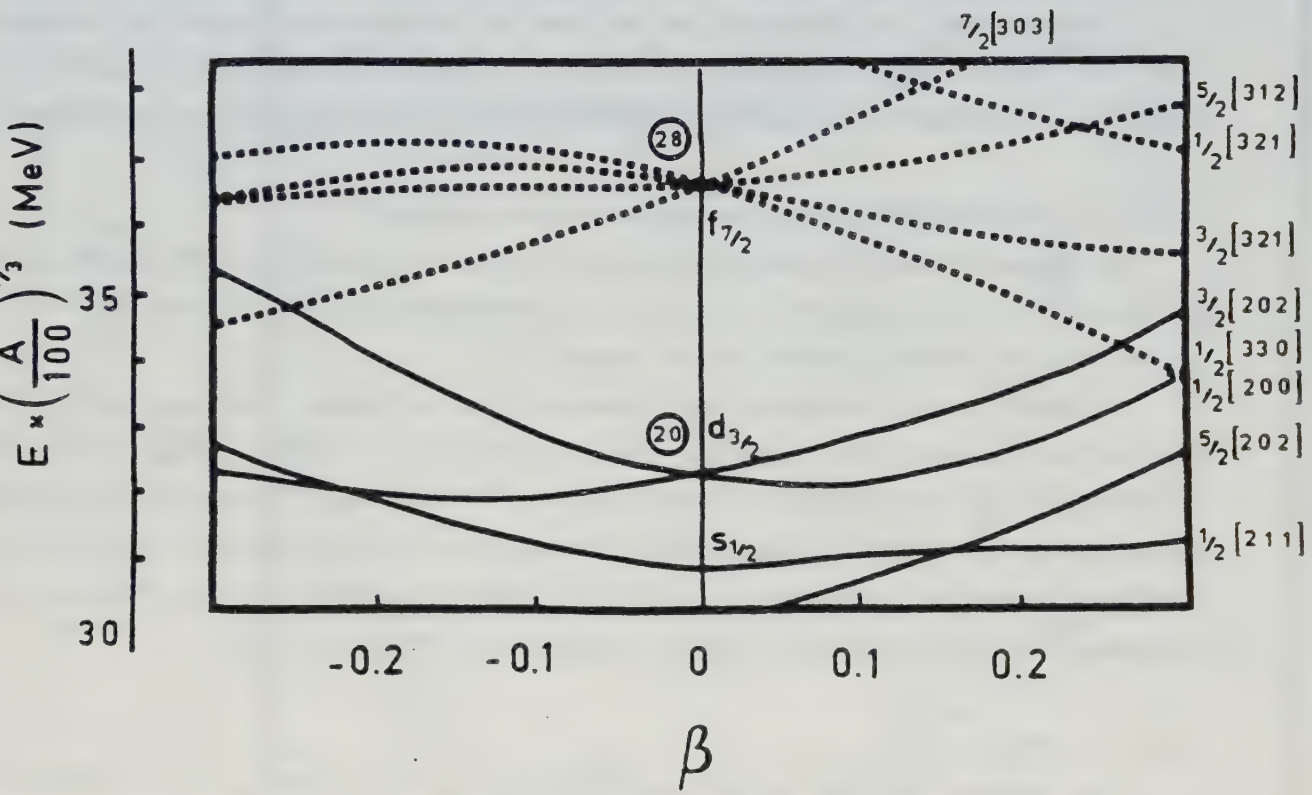


Fig. 57 Diagramme de Nilsson pour des protons ou des neutrons dans la région du potassium[53].

III - ISOTOPES DU POTASSIUM

Le potassium ayant le numéro atomique Z = 19, le proton célibataire peut être représenté par $(d_{3/2})^{-1}$ dans la couche s-d. D'autre part,dans la gamme isotopique que nous avons étudiée,le nombre de neutrons passe par le nombre magique N = 20. Nous assistons ensuite, quand N augmente, au remplissage de la couche $f_{7/2}$, qui est fermée à N = 28 (A = 47) (Fig, 57).

De nombreux isotopes ont déjà été étudiés et la plupart des spins et des moments magnétiques que nous avons mesurés étaient déjà connus [27,53]. Par contr auncune mesure des déplacements isotopiques n'était connue. La comparaison des variations du carré moyen du rayon de charge des isotopes du potassium et du calcium obtenues à partir du déplacement isotopique est intéressante : en effet, la plupart de ceux-ci étant stables , leurs rayons de charge ont fait l'objet de nombreuses études. Nous les discuterons après avoir rapidement commenté les spins et les moments magnétiques.

III.1 - Spins, moments magnétiques.

En suivant l'ordre de remplissage naturel des sous-couches de modèle collectif, le proton célibataire des isotopes du potassium se trouve dans la sous-couche $d_{3/2}$. Les neutrons remplissent la sous-couche $d_{3/2}$ jusqu'à l'isotope de nombre de masse A = 39 (N = 20) puis remplissent la sous-couche $f_{7/2}$ (N > 20). Dans le cadre du modèle extrême à une seule particule célibataire tous les isotopes de nombre de masse impair doivent avoir un spin I = 3/2 ce qui est vérifié pour tous les isotopes étudiés, à l'exception de ^{47}K qui a un spin égal à 1/2.

L'interprétation des spins et des moments magnétiques des isotopes du potassium est un sujet abondamment abordé. Nous allons d'abord présenter des calculs simples comme nous l'avons fait pour le sodium, puis nous montrerons les résultats obtenus par d'autres auteurs à l'aide de calculs plus élaborés.

Dans le cadre du modèle de Nilsson, le spin 3/2 des isotopes de nombre de masse 39, 41, 43 et 45 est facilement justifié par l'orbitale $\frac{3}{2}$ [202] occupée soit par le dernier proton (déformations positives) soit par un trou (déformations négatives) (Cf. Fig.57).

Sur la figure 58, nous avons représenté la valeur du moment magnétique calculé en fonction de la déformation pour ^{43}K (les valeurs calculées pour $^{41,45}K$ diffèrent de moins de 1%). La valeur de Schmidt, calculée dans le cas

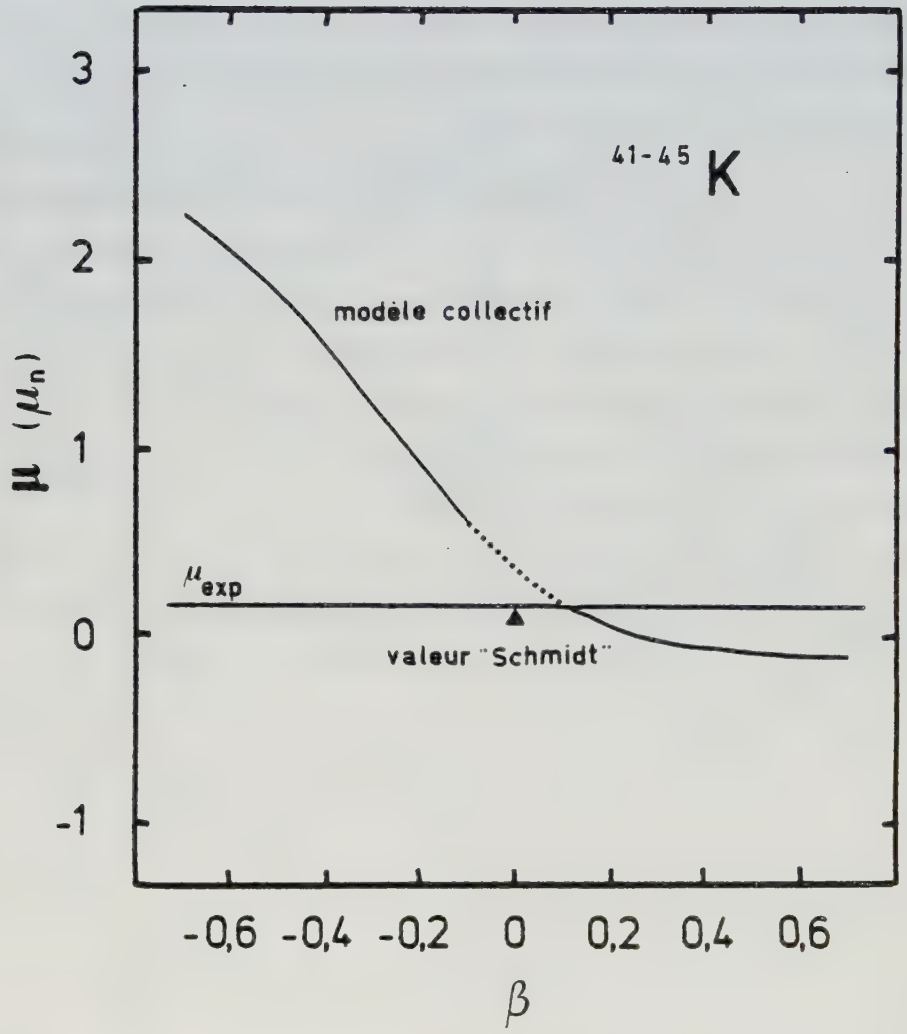


Fig. 58 Moment magnétique de la configuration $\frac{3}{2}[202]$ dans le modèle de Nilsson comparé aux valeurs expérimentales pour $^{41-45}K$.

du modèle extrême à une particule est également donnée pour une déformation nulle. Les valeurs expérimentales sont compatibles avec une déformation quasi-nulle.

Le spin 1/2 du potassium 47 indique que la configuration en proton doit être différente.

Les études par réactions de pick-up de protons sur le calcium 48 [120,121] suggèrent fortement l'existence d'un trou dans la sous-couche $s_{1/2}$. Nous avons donc évalué le moment magnétique d'une telle configuration dans le modèle collectif, en fonction du coefficient de déformation. Les résultats sont reportés sur la figure 59. La valeur du coefficient de découplage autorise dans tous les cas un spin égal à 1/2. La valeur expérimentale est compatible avec cette hypothèse et suggère l'existence d'une faible déformation sans qu'il soit possible de conclure sur son signe.

Pour vérification, nous avons également envisagé l'hypothèse d'un trou dans la sous-couche $d_{3/2}$ (niveau $\frac{1}{2}$ [200]) (figure 60). Pour les valeurs $|\beta| < 0.2$ du coefficient de déformation, le coefficient de découplage conduit à un spin égal à 3/2. L'accord entre la valeur expérimentale et la valeur calculée est obtenu pour une grande valeur du coefficient de déformation $\beta = \pm 0.4$. Ceci semble incompatible avec le faible caractère rotationnel mis en évidence par l'étude des niveaux excités des noyaux voisins (^{48}Ca en particulier).

En conclusion, la mesure du moment magnétique de ^{47}K renforce l'assignation $(s_{1/2})^{-1}$ qui a été faite pour le proton célibataire.

L'interprétation des moments magnétiques des noyaux impairs-impairs est plus hasardeuse. A part le cas du potassium 38 (N = Z = 19) pour lequel le modèle extrême $\pi (d_{3/2})^{-1}, \nu (d_{3/2})^{-1}$ conduit à μ_S : 1.27 μ_n ($\mu_{exp.}$=1.37μ_n) les combinaisons simples d'orbitales ne donnent pas de valeurs satisfaisantes du moment magnétique, aussi bien dans le modèle extrême que dans le modèle de Nilsson.

A titre d'indication, nous donnons sur la figure 61 les moments magnétiques calculés en fonction de la déformation pour quelques combinaisons d'orbitales conduisant au spin 2 (^{42,44,46}K) ou au spin 4 (^{40}K).

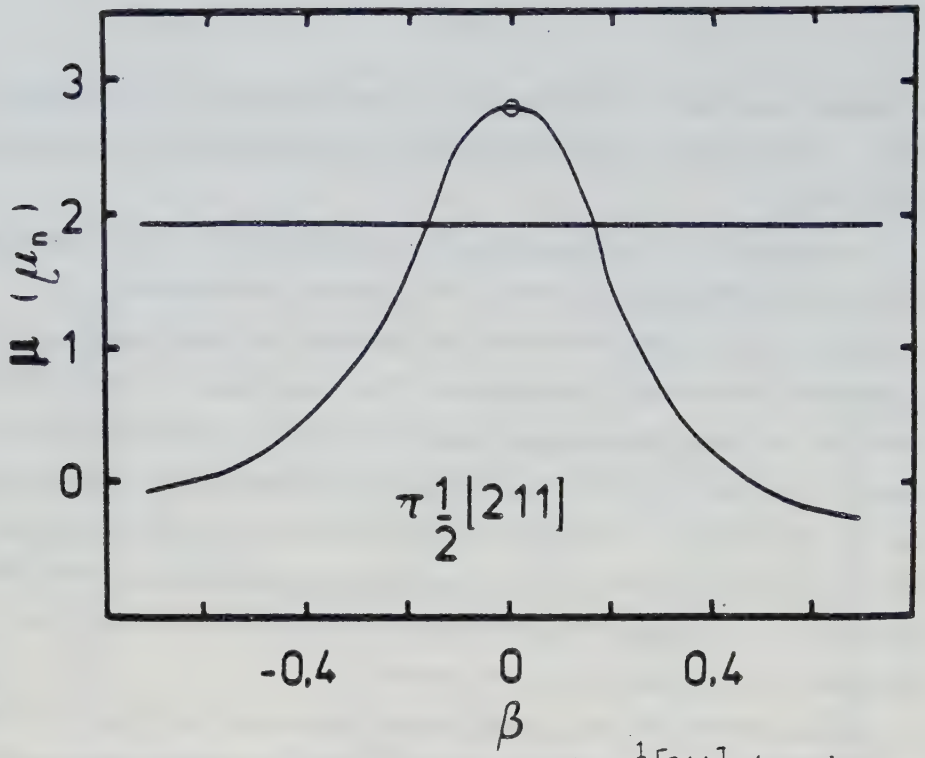


Fig. 59 Moment magnétique de la configuration $\frac{1}{2}[211]$ (couche $s_{1/2}$) comparé au moment expérimental de ^{47}K.

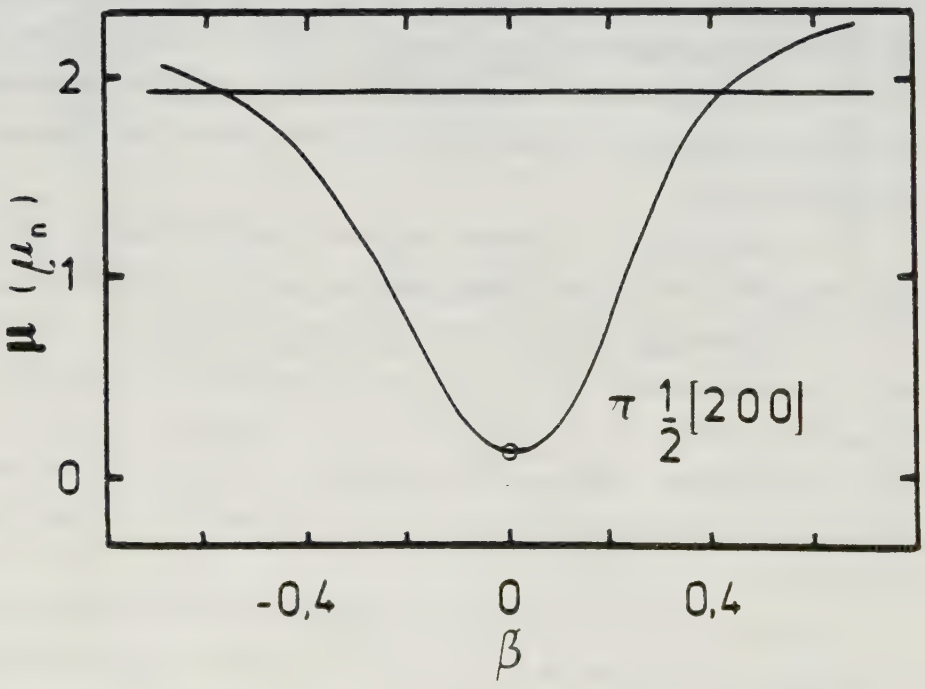


Fig. 60 même que fig. 56, mais pour la configuration $\frac{1}{2}[200]$ (couche $d_{3/2}$)

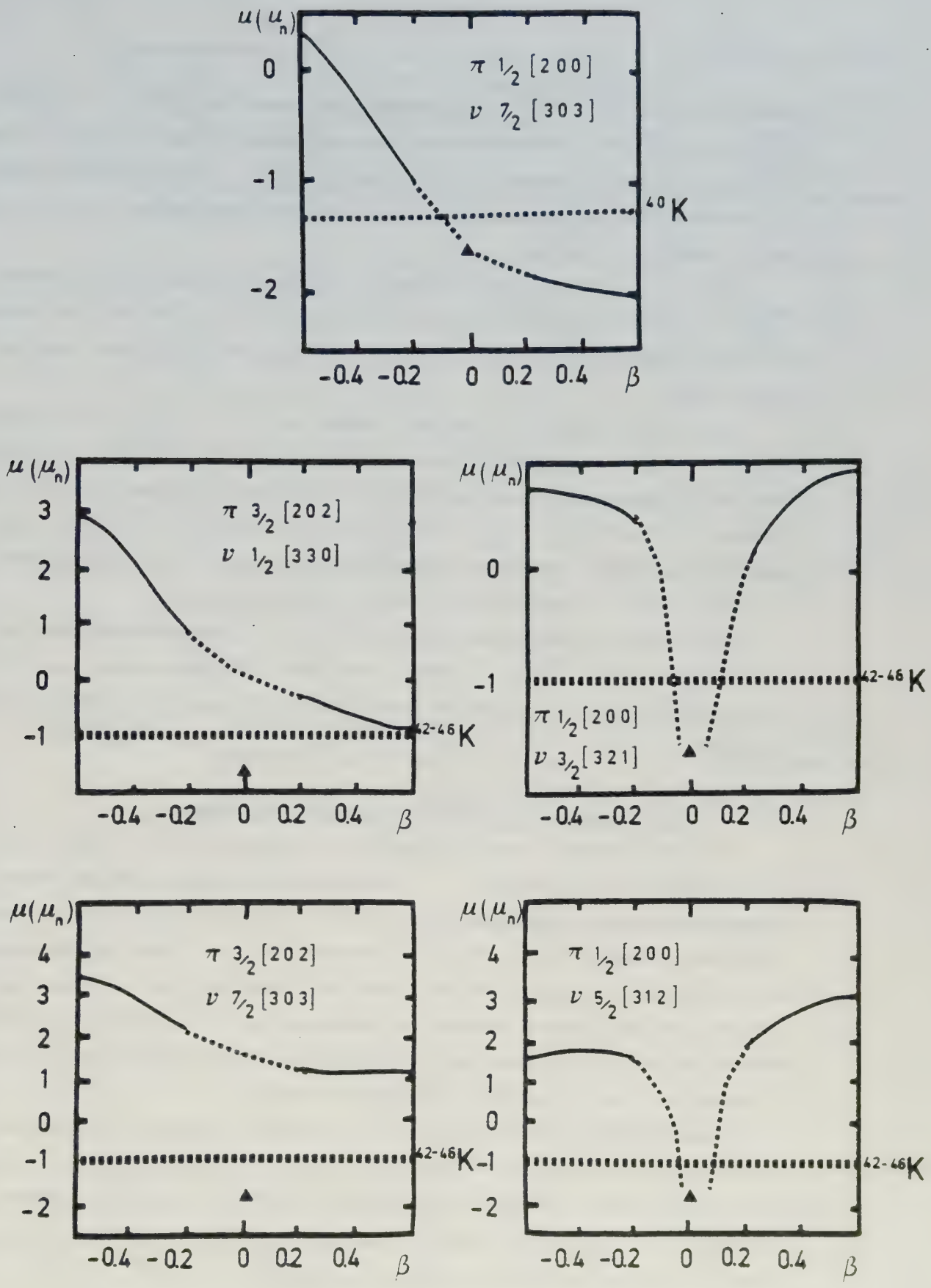


Fig. 61 Tentative d'interprétation par le modèle de Nilsson du moment magnétique des isotopes impairs-impairs du potassium.

Dans le cas de $^{42,\ 44,\ 46}K$, les configurations $\pi\ \frac{1}{2}\ [200]^{-1}, \nu\ \frac{3}{2}\ [321]$ et $\pi\ \frac{1}{2}\ [200], \nu\ \frac{5}{2}\ [312]$ semblent les plus probables sans qu'il soit possible de conclure définitivement. La déformation est de toute manière assez faible.

Nous allons maintenant présenter quelques résultats de calculs basés sur le modèle en couche.

Arita [122] décrit les isotopes du potassium dans la configuration $d_{3/2}^{-1}\ f_{7/2}^{N-20}$ en tenant compte des effets de mélange par un calcul de perturbations au premier ordre. Nous reproduisons dans la table XXIII les résultats de ces calculs.

Dans une publication récente, Johnstone [123] utilise une interaction effective dont les paramètres sont ajustés à l'aide des énergies des niveaux excités du potassium. Les fonctions d'ondes sont des combinaisons linéaires d'états du type $(d_{3/2}^{-1}\ f_{7/2}^{n})$, $(s_{1/2}^{-1}\ f^{n}_{7/2})$ et $(d_{3/2}^{-1}\ f_{7/2}^{n-1}\ p_{3/2})$ pour les isotopes de masse A = 39 + n . Les résultats sont également reproduits dans la table XXIII et comparés aux valeurs expérimentales.

Les calculs reproduisent assez bien les moments magnétiques de tous les isotopes, sauf ^{44}K qui n'était pas connu lorsque ceux-ci ont été effectue Ceci montre bien la complexité du modèle à utiliser et la difficulté de prévo les moments.

III.2 - Variation du carré moyen du rayon de charge

Sur la figure 62 nous comparons les valeurs de $\delta\langle r^2\rangle$ pour les isotopes du potassium et du calcium [124], en fonction du nombre de neutrons. Les comportements sont analogues, mais très atténués dans le cas du potassium. Tous deux présentent un effet pair-impair tel que, lors du remplissage de la sous-couche $f_{7/2}$ par les neutrons, un noyau pair en neutrons est moins compact que les noyaux impairs en neutrons qui l'entourent. Cet effet reflèt encore le fait bien connu que l'attraction proton-neutron est plus forte que l'attraction proton-proton ou neutron-neutron.

Comme dans le cas du calcium, le rayon de charge du potassium présente entre N=20 et 28 un effet de couche, toutefois moins accentué : il passe par un maximum à N=26 et ensuite, le noyau se contracte quand le nombre des neutr augmente. C'est le même type de phénomène que celui que nous avons observé dans le cas du sodium pour A allant de 20 à 25.

A	moments magnétiques (μ_n)				
	valeurs calculées				valeurs mesurées
	a)	b)	c)		
39	0.377				0.3923 (4)
40	-1.684	-1.339	-1.261	-1.235	-1.291899 (7)
41	0.125	0.241	0.259	0.281	0.2154 (14)
42	-1.724	-1.285	-1.224	-1.263	-1.13989 (8)
43	0.125	0.153	0.229	0.249	0.16354 (7)
44	-1.724	-0.653	-1.381	-1.387	-0.85723 (7)
45	0.125	0.137	0.244	0.256	0.17367 (7)

a) modèle en couches extrême (valeurs "Schmidt") (Réf. 10

b) Réf. 122)

c) Réf. 123)

Table XXIII Comparaison des valeurs calculées par divers modèles en couches et des valeurs expérimentales du moment magnétique des isotopes du potassium

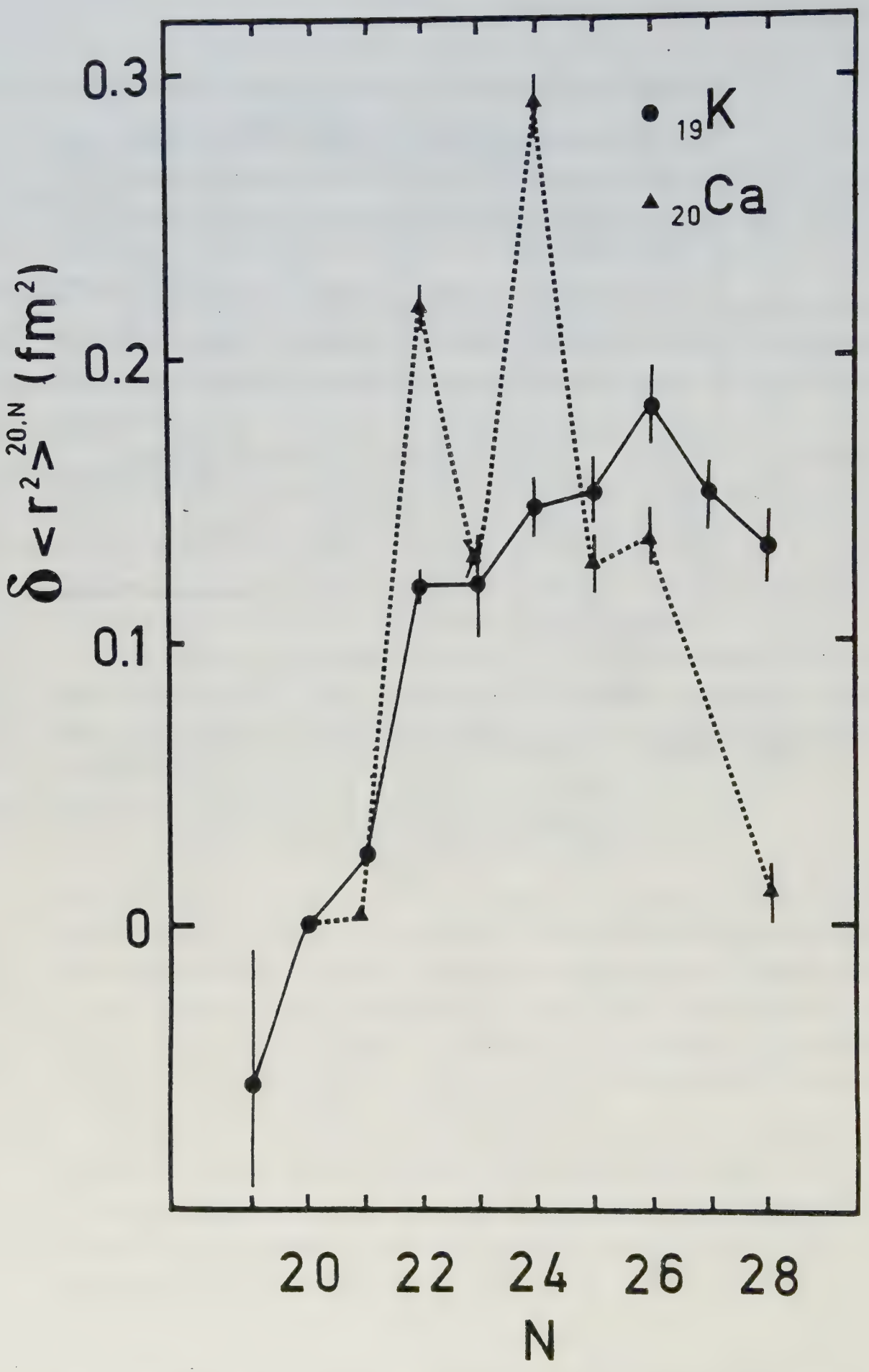


Fig. 62 Comparaison des valeurs expérimentales de la variation du carré moyen du rayon de charge des isotopes du potassium et du calcium

Afin d'extraire l'information sur la déformation des isotopes du potassium, il est nécessaire d'évaluer la partie sphérique du rayon de charge. Faute d'informations suffisantes, nous faisons l'hypothèse que celle-ci se comporte de la même façon, en fonction du nombre de neutrons, dans le potassium et dans le calcium.

Les mesures de probabilité de transition B(E2) dans les isotopes pairs - et stables - du calcium donnent une évaluation du coefficient de déformation $\langle\beta^2\rangle$. On peut alors calculer la variation $\delta\langle r^2\rangle_\beta$ due à la déformation seule. La variation $\delta\langle r^2\rangle_{sph}$ s'en déduit immédiatement, connaissant $\delta\langle r^2\rangle_{exp}$. Les résultats sont consignés dans la table XXIV, et sur la figure 63. En utilisant la même valeur pour $\delta\langle r^2\rangle^{N,20}_{sph}$ dans le cas du potassium on peut inversement calculer $\delta\langle r^2\rangle_\beta$, soit $\delta(\langle r^2\rangle\langle\beta^2\rangle)$. Le rayon de charge des noyaux impairs en neutrons a été interpolé à partir des valeurs correspondant aux noyaux pairs voisins. Comme il est nécessaire de disposer d'une valeur de référence de la déformation d'un des isotopes du potassium pour déduire celle des autres, nous avons pris :

$$\langle\beta^2\rangle^{1/2}\,(^{39}K) = \frac{1}{2}\left(\langle\beta^2\rangle^{1/2}\,(^{38}Ar) + \langle\beta^2\rangle^{1/2}\,(^{40}Ca)\right) = 0.13$$

Le détail des calculs est donné dans la table XXV. Sur la figure 64, nous avons représenté les coefficients de déformation en supposant une incertitude de 15% sur $\delta\langle r^2\rangle_{sph}$ - aléatoire, et donc associée à une barre d'erreur - ainsi qu'une incertitude de 10% sur $\langle\beta^2\rangle^{1/2}(^{39}K)$ qui se traduit par un décalage systématique (courbes en pointillé). La déformation semble à peu près constante pendant le remplissage de la couche alors que celle du calcium passe par un maximum à N = 24. Cette déformation reste faible et apparait dès le potassium 41.

A notre connaissance, aucun calcul théorique du rayon de charge des isotopes du potassium n'a été effectué. Par contre le calcium a fait l'objet de nombreuses études. Une nouvelle méthode proposée par B.A. Brown et al[125,126] alliant la paramétrisation d'un puits de potentiel du type Woods-Saxon au traitement autoconsistant des nucléons de valence conduit à une bonne description de $\delta\langle r^2\rangle$ dans le cas des isotopes de l'oxygène et du calcium. Il serait intéressant d'étendre ces calculs aux isotopes de l'argon, de façon à encadrer le potassium, tel qu'il a été proposé par Campi et Epherre[127]

A	E_{2+} [a] (MeV)	$t_{\frac{1}{2}}$ [a] (ps)	$\langle\beta^2\rangle^{1/2}$ [b]	$\delta\langle r^2\rangle_\beta$ (fm^2)	$\delta\langle r^2\rangle_{exp}$ [c] (fm^2)	$\delta\langle r^2\rangle_{sph}$ (fm^2)
40	3.9041	0.037(4)	0.111(6)	0	0	0
42	1.5246	0.82 (3)	0.236(4)	0.182(9)	0.220(7)	0.038(11)
44	1.15702	2.88 (12)	0.243(5)	0.203(11)	0.290(10)	0.087(15)
46	1.347	3.9 (4)	0.141(7)	0.038(10)	0.136(11)	0.098(15)
48	3.8317	0.037(17)	0.104(24)	0.000(24)	0.010(12)	0.010(27)

a) Réf. 113

b) Réfs. 110 et 105

c) Réf. 124

Table XXIV Evaluation de la partie sphérique de $\delta\langle r^2\rangle$ pour les isotopes du calcium

A	$\delta\langle r^2\rangle_{exp}$ (fm^2)	$\delta\langle r^2\rangle_{sph}$ (fm^2)	$\delta\langle r^2\rangle_\beta$ (fm^2)	$\langle\beta^2\rangle^{1/2}$
39	0	0	0	0.130
40	0.0236	0.020	0.0036	0.132
41	0.120	0.038	0.082	0.191
42	0.121	0.065	0.056	0.172
43	0.148	0.087	0.061	0.174
44	0.154	0.090	0.064	0.175
45	0.184	0.098	0.086	0.187
46	0.152	0.060	0.092	0.190
47	0.136	0.010	0.126	0.208

Table XXV Evaluation de la déformation des isotopes du potassium (voir texte)

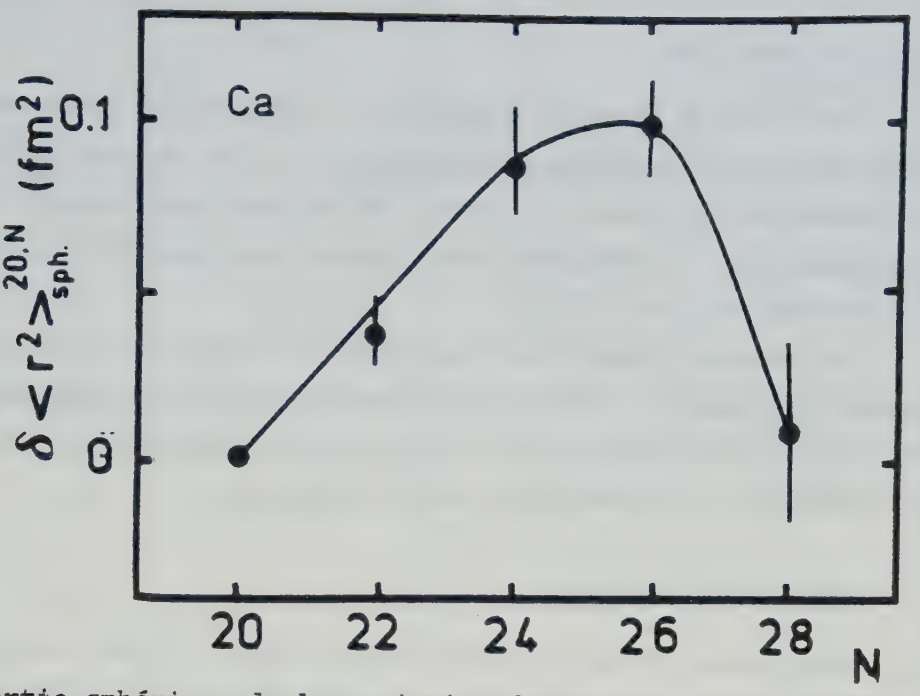


Fig. 63 Partie sphérique de la variation du carré moyen du rayon de charge des isotopes du calcium.

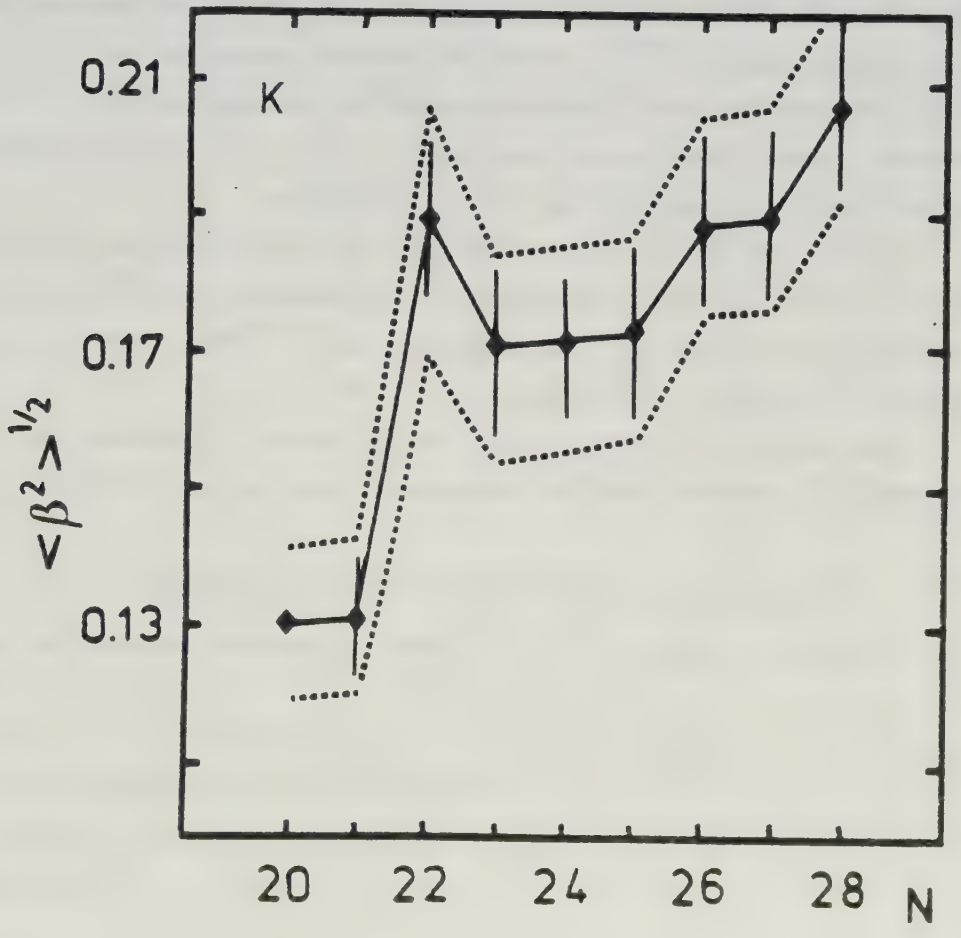


Fig. 64 Déformation déduite de la variation du carré moyen du rayon de charge des isotopes du potassium.

III.3 - Conclusion

Les spins et moments magnétiques des isotopes du potassium peuvent être reproduits de façon satisfaisante par les calculs basés sur le modèle en couche. En utilisant le modèle de Nilsson, nous avons pu proposer des configurations reproduisant les valeurs expérimentales en supposant une déformation faible.

En faisant l'hypothèse que la partie sphérique du rayon carré moyen de charge se comporte de façon analogue dans le cas du potassium et du calcium, nous avons montré que le carré moyen de la déformation était faible et assez constant à l'intérieur de la sous-couche $f_{7/2}$.

IV - ISOTOPES DE RUBIDIUM

Facilement produits pardes séparateurs en ligne couplés soit à des accélérateurs de particules, soit à des réacteurs nucléaires, les isotopes du rubidium ont fait l'objet de nombreuses études. Entre autres les propriétés des états fondamentaux et métastables sont bien connues pour la plupart des isotopes;masses[128], spins et moments magnétiques[69-71] ont fait l'objet d'études systématiques. Certains moments quadrupolaires[73] ont également été mesurés. Comme le montrent les tables XIV et XV, nos résultats sont en bon accord avec ceux obtenus par d'autres auteurs.

Ekström et al [69,71]ont discuté les moments magnétiques des isotopes $^{77-91}$Rb dans le cadre du modèle en couche ou du modèle unifié. Ackermann et al[73] ont interprété les moments quadrupolaires de $^{83-87}$Rb en terme du modèle unifié prenant en compte les vibrations.

Nos mesures n'amenant qu'un petit nombre d'informations nouvelles concernant les moments nous ne reviendrons pas sur ces discussions.

IV.1 - Variations du carré moyen du rayon de charge

Nous allons essayer d'atteindre la partie sphérique du rayon de charge des isotopes du rubidium en évaluant $\delta\langle r^2\rangle_\beta$. L'estimation de la valeur du paramètre de déformation est faite à partir des données concernant les isotones voisins. Bien que l'occurence d'un effet pair-impair ne soit pas exclue, nous supposons que la déformation évolue régulièrement le long

N	Kr $\langle\beta^2\rangle^{1/2}$	Sr $\langle\beta^2\rangle^{1/2}$	$\overline{\langle\beta^2\rangle^{1/2}}$
38	0,342+	-	0,342
40	0,318	0,305+	0,312
42	0,319	0,338	0,329
44	0,249	0,270+	0,260
46	0,189	0,225	0,207
48	0,164	0,130	0,147
50	0,155+	0,112	0,134
52	0,214+	0,201+	0,208
54	0,218+	0,198+	0,208
56	-	0,191+	0,191
58	-	0,189	0,189
60	-	0,32	0,32
62	-	0,35	0,35

+) tiré de la valeur de E_{2+} uniquement

(Toutes les valeurs utilisées proviennent de la référence 113.)

Table XXVI Paramètres de déformation des isotopes du krypton et du strontium évalués à partir des informations provenant de la spectroscopie nucléaire (B(E2) ou E_{2+})

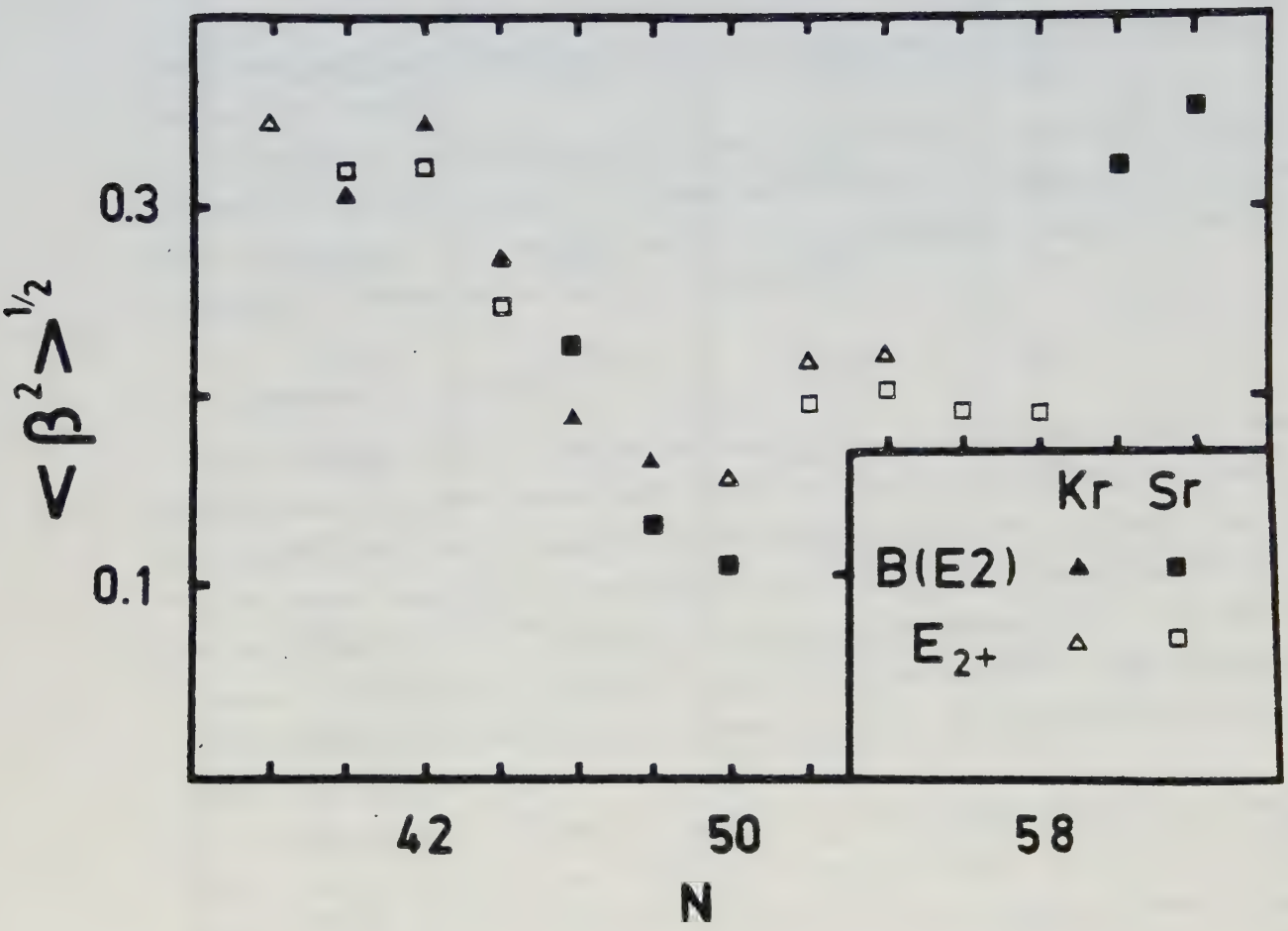


Fig. 65 Paramètre de déformation des isotopes pairs du krypton et du strontium.

d'une ligne isotonique soit :

$$\langle\beta^2\rangle^{1/2}\ (^{A}Rb) = \frac{1}{2}\left(\langle\beta^2\rangle^{1/2}\ (^{A-1}Kr) + \langle\beta^2\rangle^{1/2}\ (^{A+1}Sr)\right)$$

Les valeurs de $\langle\beta^2\rangle$ sont connues pour un certain nombre d'isotopes pairs-pairs du krypton et du strontium grâce à des mesures de l'énergie E_{2+} de la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ et du temps de vie $\tau_{1/2}$ du niveau 2^+ [113]. Les résultats sont reportés sur la figure 65 (Table XXVI). On peut alors calculer $\delta\langle r^2\rangle_\beta$ pour les isotones de rubidium et en déduire $\delta\langle r^2\rangle_{sph}$. En supposant que cette partie sphérique évolue régulièrement le long d'une ligne isotopique, la figure 66 fait apparaître deux régions, suivant que le nombre de neutrons N est supérieur ou inférieur à 50.

- Pour N > 50, la partie sphérique de la variation de $\langle r^2\rangle$ est approchée par $\zeta\ \delta\langle r^2\rangle_{std}$ avec $\zeta \simeq 0.8$.
- Pour N < 50, on a $\zeta \simeq 0.25$.

En étudiant le déplacement isotopique des isotopes stables du krypton, Gerhardt et al.[129] avaient remarqué que le coefficient ζ n'était pas une constante lors du remplissage d'une couche, et qu'il variait légèrement d'un isotope à l'autre si l'on voulait reproduire les résultats provenant des mesures de B(E2) à partir du déplacement isotopique. Il apparait de plus ici que d'une couche à l'autre ζ varie d'une façon importante (nous ne prenons pas en compte les variations à l'intérieur de la couche, que Gerhardt attribue à une variation de la répartition de charge dans le noyau et qui est faible devant la précision avec laquelle nous estimons $\langle\beta^2\rangle^{1/2}$). Inversement en utilisant ces valeurs de ζ pour chacune des régions concernées, on peut en déduire une estimation de la déformation des isotopes impair-impairs du rubidium (Fig. 67). Si nous comparons ces estimations de la déformation, qui devraient être faites à mieux que 20% près, aux valeurs de $\langle\beta\rangle$ que l'on peut tirer du moment quadrupolaire (table XXVII), on constate immédiatement un désaccord pour pratiquement tous les isotopes, sauf celui de masse 97. En particulier, du côté des noyaux déficients en neutrons, on trouve un coefficient de déformation plus grand par le moment quadrupolaire que par le déplacement isotopique ou par la probabilité de transition $2^+ \rightarrow 0^+$ (cas de $^{76,77,80}Rb$). Si l'on exclut les cas de ^{76}Rb et ^{80}Rb, dont le spin est égal à 1 et pour lesquels la formule de projection est connue comme n'étant pas applicable [3,100], on peut en déduire que

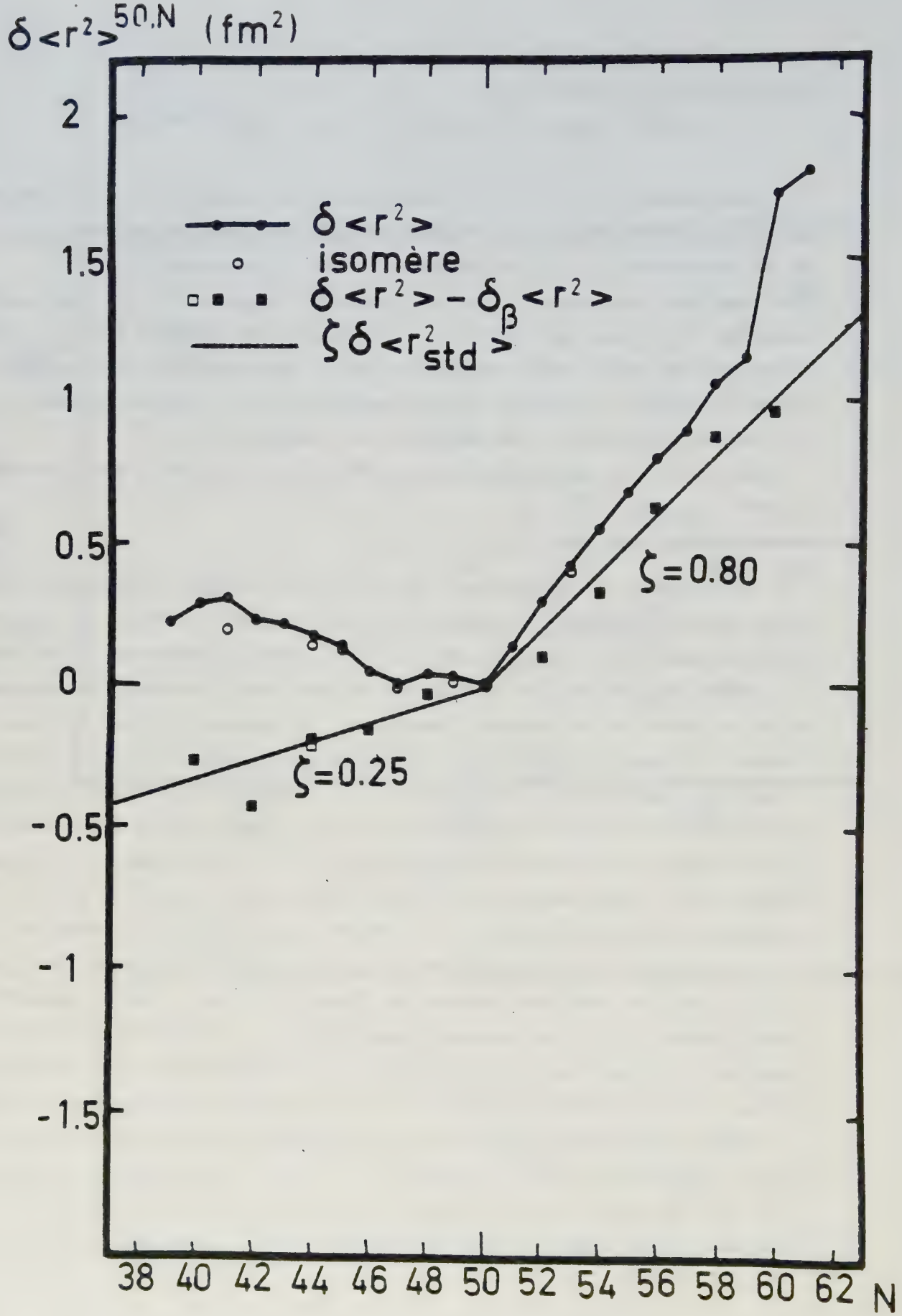


Fig. 66 Evaluation de la partie sphérique de la variation du carré moyen du rayon de charge des isotopes du rubidium.

A	$\langle\beta^2\rangle^{1/2}$		$\lvert\langle\beta\rangle\rvert$
	dépl. isotop.	E_{2+}, B(E2)	Q_s
75	-	0.342	-
76	0.338	-	0.488
77	0.244	0.312	0.445
78	0.340	-	-
78^m	0.312	-	0.210
79	0.311	0.329	0.037
80	0.298	-	0.435
81	0.275	0.260	0.253
81^m	0.267	-	0.186
82	0.254	-	0.240
82^m	0.254	-	0.222
83	0.215	0.207	0.071
84	0.186	-	0.007
84^m	0.184	-	0.115
85	0.183	0.147	0.081
86	0.164	-	0.085
86^m	0.154	-	0.074
87	0.134	0.134	0.081
88	0.150	-	0.005
89	0.179	0.208	0.088
90	0.186	-	-
90^m	0.181	-	0.060
91	0.196	0.208	0.093
92	0.208	-	-
93	0.212	0.191	0.059
94	0.212	-	0.047
95	0.230	0.189	0.070
96	0.225	-	0.100
97	0.340	0.32	0.325
98	0.335	-	-
99	-	0.35	-

Table XXVII Comparaison des valeurs du paramètre de déformation pour les isotopes du rubidium. Les valeurs issiues de la spectroscopie nucléaire sont une moyenne de celles obtenues pour les isotones du krypton et du strontium. Les valeurs issues du déplacement isotopique sont ajustées

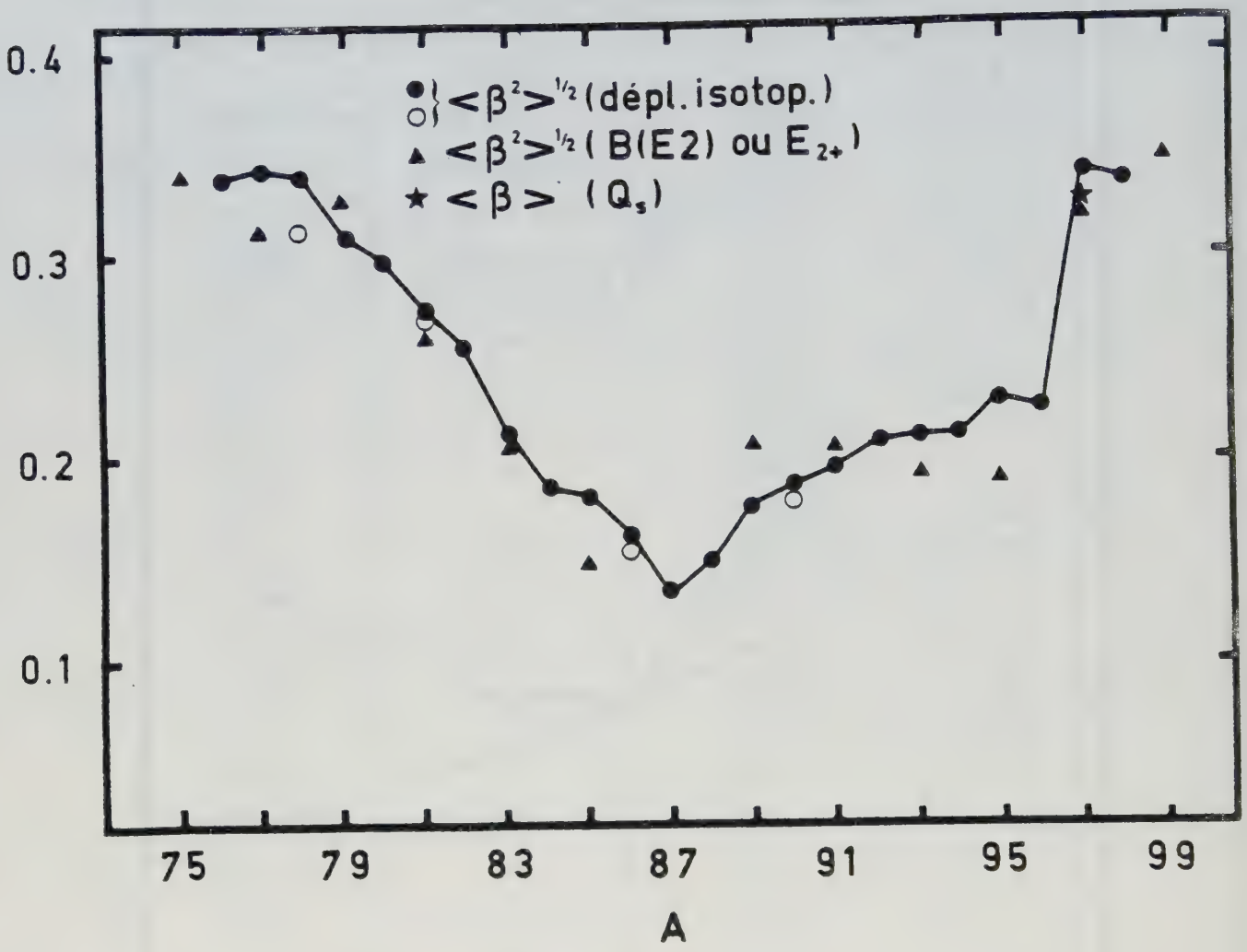


Fig. 67 Comparaison des différentes évaluations expérimentales du coefficient de déformation des isotopes du rubidium.

Les résultats provenant du déplacement isotopique sont obtenus en prenant $\zeta = 0.25$ pour $N < 50$ et $\zeta = 0.80$ pour $N > 50$.

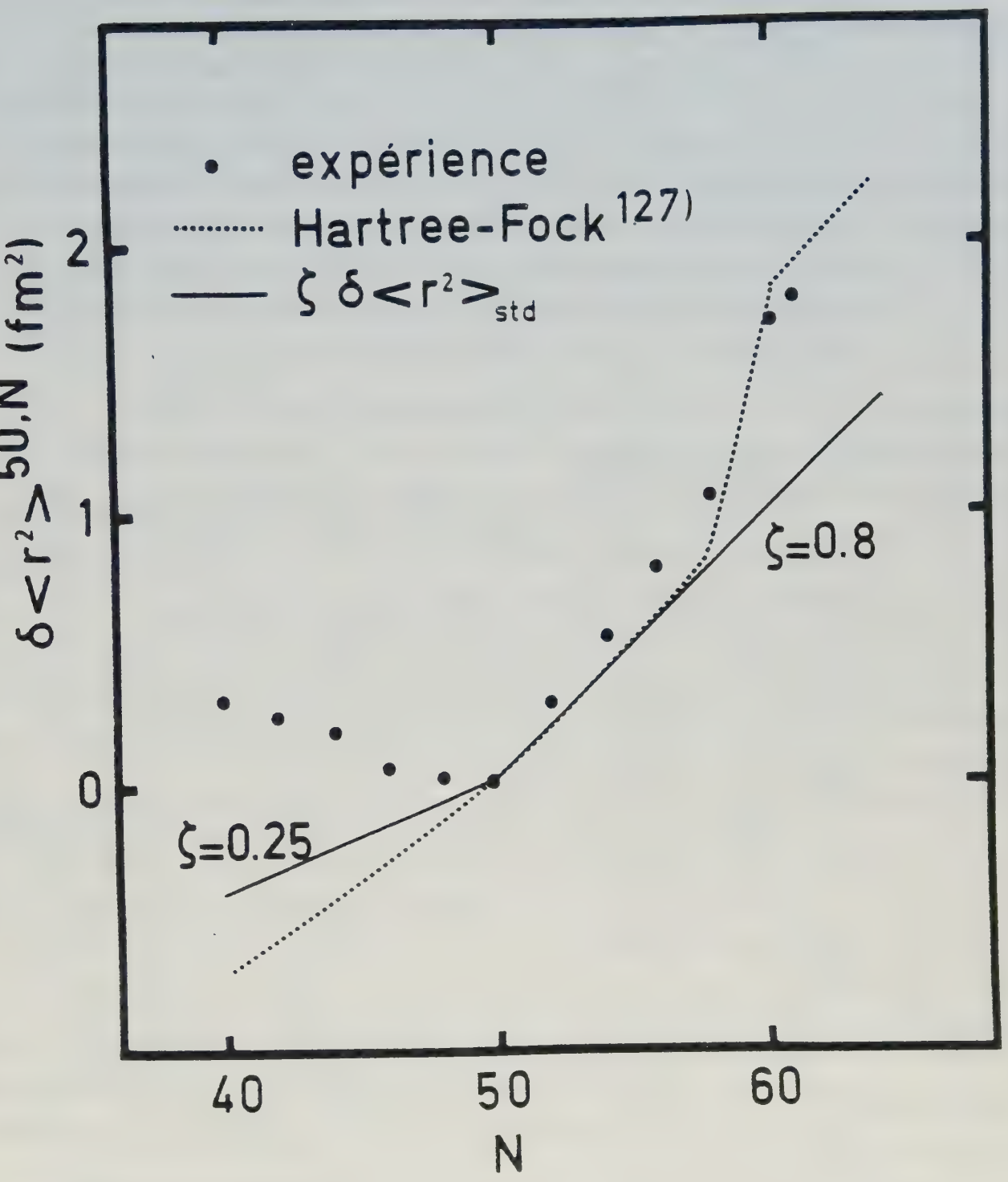


Fig. 68 Comparaison des valeurs expérimentales et calculées[127] de la variation du carré moyen de charge des isotopes du rubidium.

l'approximation du couplage fort n'est certainement pas réalisée et que la déformation observée doit être essentiellement dynamique. A cet égard, les informations apportées par un calcul Hartree-Fock effectué par Campi et Epherre [127] sont remarquables. En effet, pour tous les isotopes de masse A < 97, les valeurs calculées de $<\beta>$ sont nulles ou très petites et la vari tion calculée de $<r^2>$ est en assez bon accord avec la partie sphérique que n avons estimée (Fig. 68). Cependant, les valeurs expérimentales de $<\beta^2>$ crois régulièrement de part et d'autre de N =50. On peut donc penser que ces défor mations sont essentiellement dynamiques. Elles restent faibles pour 50< N < mais atteignent de très grandes valeurs pour les noyaux déficients en neutr ($<\beta^2>^{1/2} \sim 0.4$ pour N = 40)

IV.2 - Cas de ^{97,98}Rb

L'accord entre les mesures de la déformation du rubidium 97 par le moment quadrupolaire spectroscopique ($<\beta>$ = 0.33), et de celle du stronti 98 par la probabilité de la transition 2+ → 0+ ($<\beta^2>^{1/2} \sim 0,34$) [129] montre que la déformation autour du nombre de neutrons N = 60 est essentiell ment statique. Cette constation est en parfait accord avec toutes les autres servations expérimentales et les calculs théoriques effectués dans cette ré

- L'énergie du premier niveau excité des isotopes du zirconium et du stronti subit une diminution brutale à N = 60 [129,130].
- le rapport E_4/E_{2+} des isotopes ^{98}Sr (3,00) et ^{100}Sr (3,23) est très proche de la valeur théorique 10/3 attendue pour un rotateur rigide pur [129,130].
- L'énergie de liaison des deux derniers neutrons des isotopes du rubidium augmente brutalement à N = 60 [128] indiquant ainsi l'apparition d'une défor mation.
- Les calculs Hartree Fock de Campi et Epherre [127] fournissent $\beta = 0.36$ et reproduisent quantitativement la variation de l'énergie de liaison et du rayon de charge. Les déformations dynamiques ne pouvant pas être prises en compte par ce type de calcul, le caractère statique de la déformation est mi en évidence .
- Ragnarsson, dans un calcul du type Nilsson-Strutinsky reproduit le spin, le moment magnétique et le moment quadrupolaire de ^{97}Rb [114] et les moments quadrupolaires de ^{98,100}Sr [129].

Ces calculs impliquent une déformation du type "ballon de rugby", ($|\langle\beta\rangle|=0,35$) confirmée par le signe positif du moment quadrupolaire spectroscopique de ^{97}Rb que nous avons déterminé. Néanmoins, le niveau occupé par le proton célibataire reste à déterminer. En effet, les orbitales $\frac{5}{2}$ [301] et $\frac{3}{2}$ [431] reproduisent toutes deux le spin et les moments magnétiques et quadrupolaires sans qu'il soit possible de trancher entre elles. Une meilleure connaissance des propriétés spectroscopiques du noyau, en particulier la parité du niveau fondamental , permettraient une meilleure interprétation théorique.

IV.3 - Conclusion

La partie sphérique du carré moyen du rayon de charge a un comportement différent suivant que l'on se trouve en deçà ou au delà du nombre magique N = 50. A l'intérieur de chacune des couches, le comportement est régulier et bien décrit par une loi du type $\zeta\ \delta\langle r^2\rangle_{std}$, avec ζ = 0,25 pour N < 50 et ζ = 0,8 pour N > 50.

En comparant les mesures de la déformation à partir du déplacement isotopiques à celles obtenues grâce au moment quadrupolaire, nous sommes conduits à attribuer un caractère essentiellement dynamique à la déformation des isotopes de N < 60. Cette conclusion est appuyée par des calculs du type Hartree-Fock.

Les isotopes de masse A = 97 et 98 possèdent une déformation pratiquement uniquement statique et sont très bien décrits à la fois par des calculs du type Nilsson-Strutinsky et par des calculs du type Hartree-Fock.

V - ISOTOPES DE CESIUM

Le césium, comme le rubidium est abondamment produit par la plupart des séparateurs en ligne et ses isotopes ont fait l'objet de nombreuses études. Les propriétés spectroscopiques, en particulier dans la région des isotopes déficients en neutrons ont également été étudiées [131-133].

Parallèlement, de nombreuses études théoriques ont été effectuées dans la région nucléaire Z = 50-82 [112,134-137]. Ces calculs prévoient une déformation croissante quand on s'éloigne du nombre magique de neutrons N = 82.

Les mesures de spectroscopie γ effectuées par Garg et al.[132,133] sur les isotopes déficients en neutrons $^{119-133}$Cs mettent en évidence le caractère collectif de la déformation ; des bandes avec $\Delta J = 1$ sont construites

sur le niveau $9/2^+$, dont l'énergie d'excitation décroit quand on s'éloigne de la fermeture de la couche, jusqu'à devenir le niveau fondamental pour ^{119}Cs. Ils interprètent ces bandes par le couplage d'un trou de protons avec un rotateur rigide fortement déformé en forme de ballon de rugby. Les valeurs du moment d'inertie des noyaux augmentent donc quand on s'éloigne de la stabilité. Les spectres d'énergie sont bien reproduits par les calculs de Meyer-Ter-Vehn [112], sans qu'il soit nécessaire d'introduire une assymétri

Du côté des isotopes riches en neutrons, la déformation est mise en évidence par les valeurs du B(E2) des noyaux pair-pairs de baryum voisins ainsi que par les valeurs de E_{2+} et des rapports des énergie $E_{2'+}/E_{2+}$ et $E_{0'+}/E_{2+}$ (Cf. par exemple la référence [135]). L'évolution du rapport E_{4+}/E_{2+} montre que le caractère rotationnel de la déformation augmente quand on s'éloigne de la fermeture de la couche à N = 82.

V.1 - Moments magnétiques

Les caractères évoqués ci-dessus se retrouvent dans les moments magnétiq des isotopes du césium que Ekström et al. [76,77] ont pu interpréter en termes de couplage fort, pour les plus exotiques. Nos mesures vont dans le sens de leurs prévisions pour les isotopes ^{143,145}Cs, en supposant que le proton célibataire occupe l'orbitale $\frac{3}{2}$ [422], qui suppose une déformation quadrupolaire $\beta \sim 0{,}2\text{-}0{,}3$ associée à une déformation hexadécapolaire négative. Il semble qu la configuration la plus probable de ^{144}Cs soit $1^-\{\pi \frac{3}{2}[422], \nu \frac{5}{2}[523]\}$ qui conduit à $\mu_{calc} \sim 0\mu_n$ ($\mu_{exp} = -0.544\ (3)\ \mu_n$) alors que l'autre proposition faite par Ekström : $1^+\{\pi \frac{3}{2}[422], \nu \frac{1}{2}[660]\}$ conduit à $\mu_{calc} \sim 0.75\mu_n$. La détermination de la parité du niveau fondamental pourrait confirmer cette proposition.

En établissant que le moment magnétique de ^{130m}Cs est positif, nous confirmons la configuration $5^-\{\pi \frac{1}{2}[420], \nu \frac{9}{2}[514]\}$ faite par Ekström.

La similitude des spin et moment magnétique de ^{121}Cs ($\mu = 0.770\ (4)\mu_n$) et ^{119m}Cs ($\mu = 9838(5)\ \mu_n$) (I = 3/2) d'une part et de ^{121m}Cs ($\mu = 5{,}41\ (3)\mu_n$) et ^{119}Cs ($\mu = 5.46\ (3)\ \mu_n$) (I = 9/2) conduit à leur attribuer respectivement les configurations $\frac{3}{2}[422]$ et $\frac{9}{2}[404]$ respectivement.

V.2 - Variation du carré moyen du rayon de charge

Dans ce qui suit nous supposerons toujours que l'effet spécifique de masse est nul.

Comme pour les éléments que nous avons déjà étudiés : une estimation de la déformation des isotopes pairs-impairs peut être donnée par celle des noyaux pairs-pairs voisins, à partir de l'énergie du premier niveau 2^+ ou de la probabilité de la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ [113]. Une appréciation du degré collectif de la déformation est donnée par le rapport E_{4+}/E_{2+} des énergies des premiers états excités 4^+ et 2^+. La table XXVIII contient les valeurs de la déformation provenant de ces grandeurs et du rapport E_{2+}/E_{4+}. L'augmentation progressive de la déformation et du caractère collectif de celle ci quand on s'éloigne de la fermeture de la couche est clairement mis en évidence.

Nous adoptons comme estimation de la déformation des noyaux de césium la moyenne des déformations des isotones de xénon et de baryum. Nous prenons de préférence la valeur de la déformation provenant de la mesure de la probabilité de la transition $2^+ \rightarrow 0^+$.

Comme pour le rubidium, à partir de la valeur estimée de la déformation nous calculons $\delta\langle r^2\rangle_\beta$ et nous déduisons $\delta\langle r^2\rangle_{sph}$ de la variation expérimentale de $\langle r^2\rangle$:

$$\delta\langle r^2\rangle_{sph} = \delta\langle r^2\rangle_{exp} - \delta\langle r^2\rangle_\beta$$

Les résultats de ce calcul sont présentés sur la figure 69, où nous avons pris la valeur expérimentale $\delta\langle r^2\rangle_{exp}$ correspondant à un effet spécifique de masse nul. Il apparait immédiatement qu'il est possible d'ajuster la partie sphérique de $\delta\langle r^2\rangle$ avec une loi du type :

$$\delta\langle r^2\rangle_{sph} = \zeta\ \delta\langle r^2\rangle_{std}$$

en prenant : $\zeta \sim 0{,}45$ pour $N < 82$

et $\zeta \sim 0{,}55$ pour $N > 82$

Ce résultat est très proche de celui que l'on observe dans le cas des noyaux stables pour lesquels on obtient : $\zeta \sim 0.5$ (Cf. Ref. 15).

Nous avons alors déduit les valeurs du paramètre de déformation avec les hypothèses : effet spécifique de masse nul, $\zeta = 0.5$ pour tous les isotopes. Les résultats sont reportés figure 70. Nous y avons également porté les valeurs tirées du moment quadrupolaire spectroscopique pour les isotopes N = 64-67 et

N	Xe			Ba		
	$<\beta^2>^{1/2}$		E_{4+}/E_{2+}	$<\beta^2>^{1/2}$		E_{4+}/E_{2+}
	E_{2+}	B(E2)		E_{2+}	B(E2)	
62	0.218	-	2.33	-	-	-
64	0.231	-	2.40	0.307	-	2.96
66	0.231	0.202	2.47	0.290	-	2.89
68	0.224	0.223	2.50	0.264	-	2.97
70	0.212	0.198	2.48	0.245	0.227	2.78
72	0.199	0.183	2.42	0.228	0.241	2.69
74	0.183	0.170	2.33	0.200	0.213	2.52
76	0.163	0.192	2.25	0.172	0.165	2.43
78	0.144	0.133	2.16	0.148	0.157	2.32
80	0.125	-	2.04	0.125	0.123	2.28
82	0.099	-	1.29	0.093	0.087	1.32
84	0.145	-	1.82	0.141	0.151	1.88
86	0.179	-	2.22	0.180	0.151	2.32
88	-	-	-	0.238	0.206	2.66
90	-	-	-	0.245	0.228	2.84

Table XXVIII Paramètre de déformation et estimation du degré de collectivité des isotopes du xénon et du baryum obtenus à partir des données dues à la spectroscopie nucléaire (B(E2) ou E_{2+})

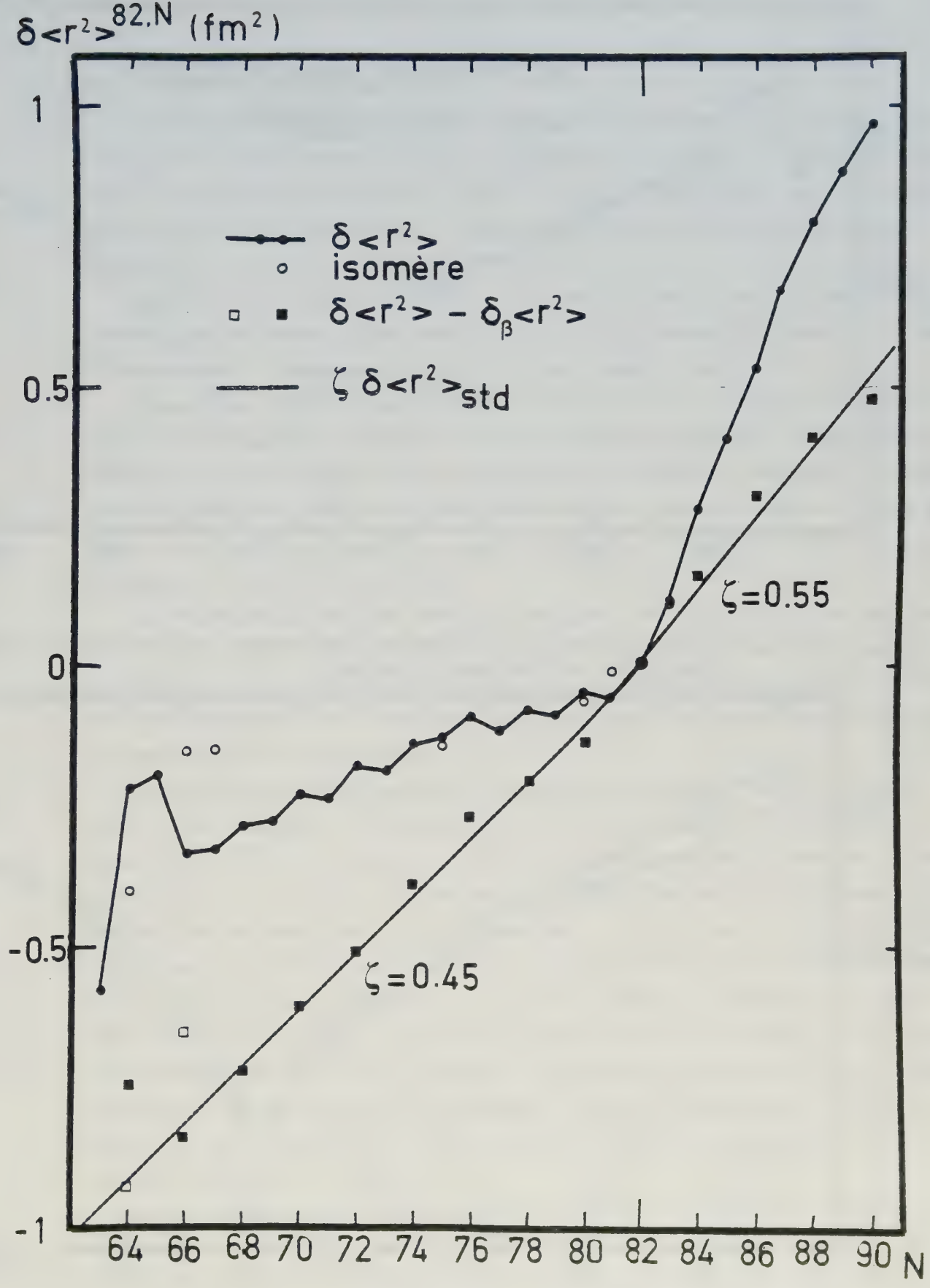


Fig. 69 Evaluation de la partie sphérique de la variation du carré moyen du rayon de charge des isotopes du césium.

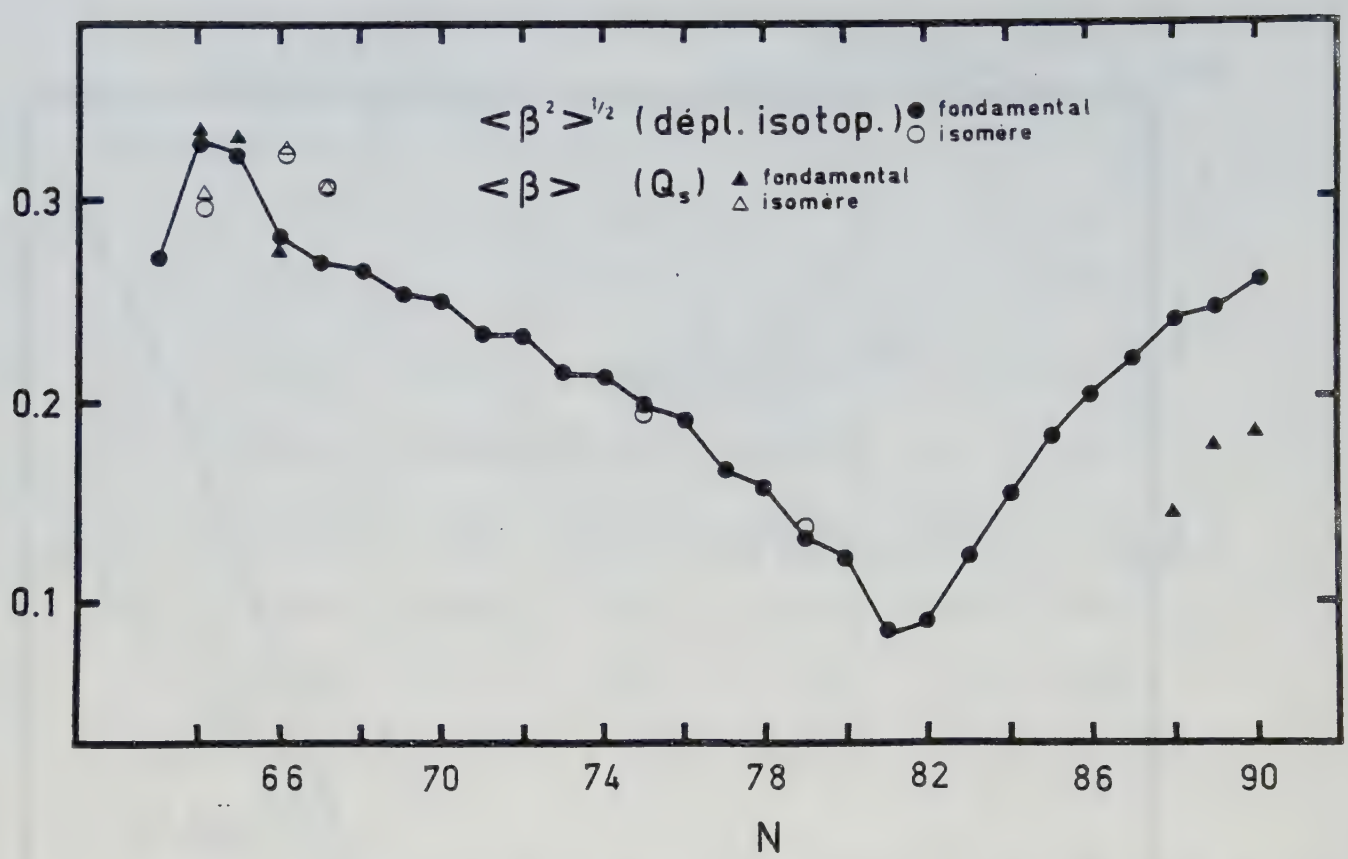


Fig. 70 Comparaison des différentes évaluations du paramètre de déformation pour les isotopes du césium

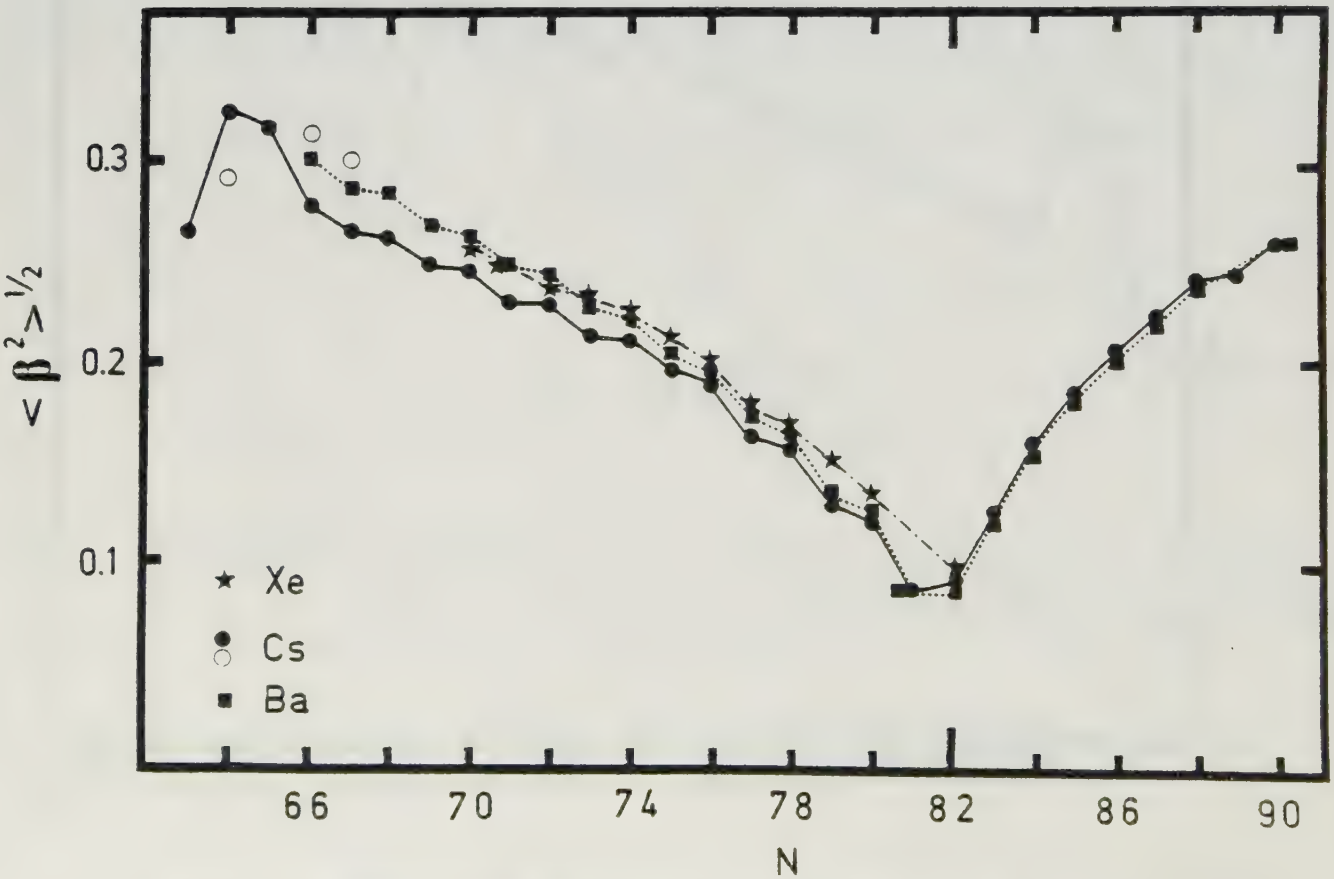


Fig. 71 Comparaison des valeurs du paramètre de déformation tiré du déplacement isotopique pour le xénon, le césium et le barium.

et N = 88-90 (Cf. table XXIX).

Au côté des noyaux très déficients en neutrons (N < 68) l'accord entre les résultats obtenus par les deux méthodes est excellent. Le fait d'observer que $<\beta>$ est sensiblement égal à $<\beta^2>^{1/2}$ est un bon critère quant au caractère statique de la déformation (Cf. les isotopes très riches en neutrons du rubidium).

D'autre part la variation de la déformation entre les différents états isomériques des isotopes de masse 119 et 121 est reproduite aussi bien par le déplacement isomérique que par le moment quadrupolaire.

Remarquons que le nombre de neutrons des isotopes les plus légers du césium est très proche de celui des plus lourds du rubidium. Bien que ces régions soient également dotées d'une forte déformation statique, le comportement du rayon de charge est très différent d'un cas à l'autre : effet pair impair très fort pour le césium, quasi nul par le rubidium, et ζ = 0,45 pour le césium, 0,8 pour le rubidium.

La déformation mesurée pour les isotopes très riches en neutrons (A=143-145) par le moment quadrupolaire spectroscopique reste bien inférieure à celle mesurée par le déplacement isotopique et les probabilités de transition dans les noyaux voisins. Ceci confirme qualitativement le caractère déformé mais peu rotationnel de ces noyaux.

Des mesures systématiques du déplacement isotopique sur de longues séries ont également été effectuées sur le baryum (Z=56) [138,139] et le xénon (Z=54) [140]. En prenant les mêmes hypothèses que pour le césium concernant la variation de la partie sphérique du rayon de charge (ζ= 0.5) nous avons comparé les déformations qui s'en déduisent. La déformation à N = 82 a été prise égale à celle mesurée par les propriétés électromagnétiques des noyaux (B(E2) ou E_{2+}) pour le baryum et le xénon, et égale à la moyenne de ces valeurs pour le césium (Fig. 71). Malgré les nombreuses incertitudes sur les constantes théoriques nécessaires pour calculer la déformation à partir du déplacement isotopique, la similitude du comportement des différents isotones est remarquable, en particulier en ce qui concerne l'effet pair-impair du côté des isotopes déficients en neutrons.

Pour pouvoir tirer des conclusions quantitatives quant à l'évolution de la déformation le long d'une chaine isotonique, il faudrait pouvoir réduire l'incertitude en ce qui concerne les constantes atomiques et nucléaires, et

N	Cs					E_{4+}/E_{2+}	
	A	I	$<\beta^2>^{1/2}$	Q_o (barn)	β	Xe	Ba
64	119	9/2	0,327	5,1 (2)	0,336	2,40	2,96
64	119^m	3/2	0,288	4,5 (5)	0,296		
65	120	2	0,319	5,08 (7)	0,331		
66	121	3/2	0,279	4,19 (5)	0,274	2,47	2,89
66	121^m	9/2	0,316	4,93 (9)	0,320		
67	122	1	0,266	-1,9 (1)			
67	122^m	8	0,304	4,7 (1)	0,303		
68	123	1/2	0,262	-	-		
88	143	3/2	0,241	2,4 (2)	0,140		2,66
89	144	1	0,247	3,0 (1)	0,177		
90	145	3/2	0,262	3,1 (3)	0,182		2,84

Table XXIX Comparaison des paramètres de déformation obtenus par différentes méthodes pour les isotopes du césium (voir texte)

en particulier l'effet spécifique de masse, soit en améliorant la précision des calculs théoriques, soit en effectuant des mesures absolues de la variation du carré moyen du rayon de charge (avec des atomes muoniques, par exemple).

V.3 - Conclusion

Nos mesures de moment magnétique nous ont permis de confirmer certaines propositions de configuration, faites à l'intérieur du modèle de Nilsson.

L'étude du déplacement isotopique confirme les prévisions théoriques, suivant lesquelles la déformation va en croissant de part et d'autre du nombre magique $N = 82$ en s'éloignant de la stabilité.

Nous avons pu mettre en évidence l'existence d'une zone de déformation statique pour $N < 68$ $(A < 123)$, confirmée par l'observation de bandes de rotation dans cette région.

La similitude du comportement des isotones de xénon, de césium et de baryum est remarquable.

VI - ISOTOPES DU FRANCIUM

Le francium ne possédant pas d'isotope stable, peu de grandeurs expérimentales ont été mesurées et parallèlement assez peu de calculs théoriques ont été effectués.

En particulier aucune mesure du moment magnétique n'a été faite de façon absolue si bien que nous ne pouvons déduire les valeurs absolues des moments magnétiques des isotopes étudiés. Il en résulte également que nous n'avons pas d'évaluation expérimentale de $\psi_s^2(0)$ nous permettant de calculer le facteur électronique F reliant le déplacement isotopique à la variation du carré moyen du rayon de charge.

Par contre les moments magnétiques de quelques états nucléaires excités de ^{213}Fr ont été mesurés.

C'est ainsi que l'on a [107] :

$$(h_{9/2})^5 \quad I = 13/2 \qquad g_I = 1.21$$

$$(h_{9/2})^5 \quad I = 21/2 \qquad g_I = 0.89$$

$$(h_{9/2})^5 \quad I = 29/2 \qquad g_I = 1.04$$

Si l'on suppose que le rapport gyromagnétique g_I est indépendant du spin (comme c'est le cas dans l'approximation de particule indépendante), on peut supposer que g_I vaut approximativement 1 et on en déduit pour le niveau fondamental de ^{213}Fr un moment magnétique de 4,5 μ_n environ. Cette approximation est appuyée par le fait que ^{209}Bi , qui a le même nombre de neutrons et le même spin que ^{213}Fr a un moment magnétique de 4.1 μ_n. En effet le proto célibataire se trouve dans la même couche $h_{9/2}$ et on s'attend à ce que leurs moments magnétiques soient proches.

Plusieurs déductions importantes peuvent être faites concernant la struct fine de l'atome de francium, ce qui permet de prévoir la position de la raie D_1 et le facteur électronique F.

A partir de la formule de Fermi-Segré :

$$A = \frac{\Delta T \; g'_I \; L\,(L+1)}{Z_i \; (L+\frac{1}{2})\, J\,(J+1)} \; \frac{(1-\delta)\,(1-\varepsilon)\; F_r}{H_r}$$

on peut calculer l'énergie de séparation de structure fine $\Delta T(7p)$, soit

$$\Delta T \simeq 1\,800 \text{ cm}^{-1}$$

d'où une évaluation de la longueur d'onde de la transition D_1 ($7s^2S_{1/2} \rightarrow 7p^2P_{1/2}$) :

$\nu(D_1) \simeq 824$ nm à quelques dizaines de nanomètres près.

Une mesure absolue de g_I est nécessaire pour préciser cette évaluation. D'autre part, nous préparons actuellement une expérience visant à mesurer la longueur d'onde de la transition D_1 [94].

A partir de l'évaluation faite du moment magnétique, on peut calculer u valeur de la probabilité de présence de l'électron s au centre du noyau :

$$\psi_s^2 (0) = 5\, a_o^{-3}$$

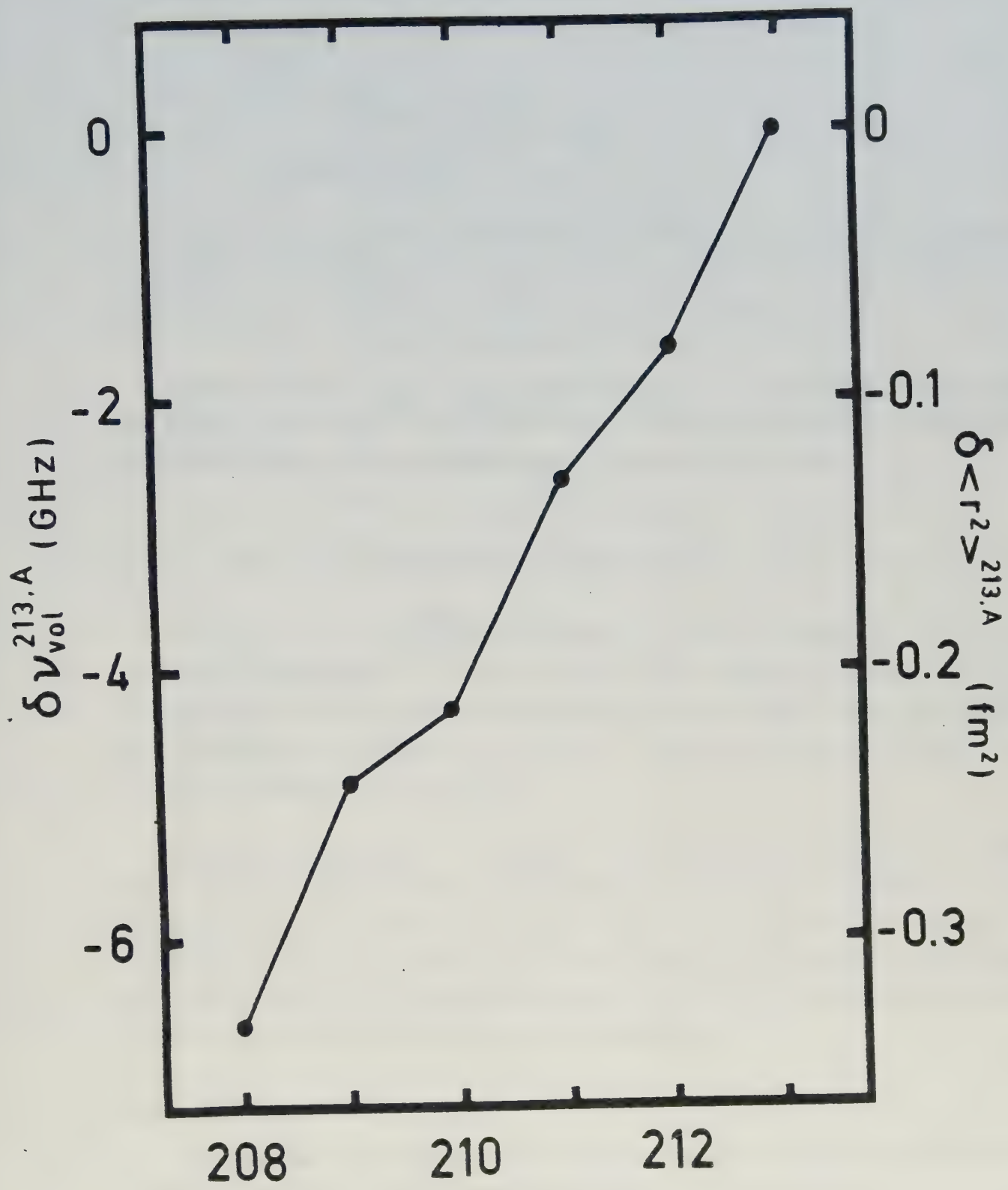


Fig. 72 Déplacement isotopique et estimation de la variation du carré moyen du rayon de charge pour les isotopes du francium.

A	$\delta\nu^{213,A}$ (fm^2)
208	-0.3356 (5)
209	-0.2410 (4)
210	-0.2143 (4)
211	-0.1280 (4)
212	-0.0822 (4)
213	0

Table XXX

Le facteur électronique de proportionalité entre l'effet de volume et est alors évalué de façon classique et on trouve:

$$F = \frac{\pi a_o^3}{Z} \beta_e \psi_s^2 (0) \quad f(Z)$$

$$\simeq -19\,800 \text{ MHz/fm}^2$$

Dans la table XXX , nous avons négligé l'effet de masse dans le déplacement isotopique : cet effet est de l'ordre de 0,3% de l'effet total et donc très petit devant les incertitudes expérimentales et théoriques.

Compte tenu de la très faible précision sur les constantes, il est illusoire de tenter d'interpréter ces résultats en termes de déformation. Nous pouvons simplement noter que le rayon de charge suit une loi du type

$$\delta\langle r^2\rangle \simeq 0{,}7\ \delta\langle r^2\rangle_{std}$$

avec un effet pair-impair de même signe que pour les autres éléments (Fig. 72).

Les spins, qui s'expliquent bien dans le cadre du modèle en couche à particule indépendante [95] et les très faibles valeurs du facteur $B(^2P_{3/2})$ montrent que les noyaux ne sont pratiquement pas déformés. Ceci est appuyé par l'absence de structure rotationelle dans les spectres nucléaires du radon, du radium et du francium.

Il serait souhaitable de disposer d'une détermination absolue du moment magnétique d'un des isotopes que nous avons étudiés afin de pouvoir en déduire celui des autres. D'autre part nous allons poursuivre nos mesures afin de franchir la couche à N=126, en étudiant les isotopes de masse supérieure à 220 (les isotopes dont les masses vont de 214 à 219 ont une durée de vie trop courte pour être observés derrière un séparateur).

VII - CONCLUSION

Au terme de cette étude, nous allons résumer brièvement les principaux résultats que nous avons obtenus pour les différents éléments.

Dans l'analyse des déplacements isotopiques des isotopes du sodium, il est difficile de déduire les déformations, car la valeur de l'effet spécifique est inconnue. Néanmoins, nous pensons que la valeur $K_s \simeq 105$ (2) GHz.uma que

nous déduisons de la comparaison de nos résultats avec des prévisions théori
ques représente une bonne approximation qui contredit totalement les calculs
concernant cet effet. L'observation de la variation du carré moyen du rayon d
charge qui s'en déduit met en évidence un effet de couche à N=14. Enfin, si
la déformation va en croissant de part et d'autre de cette limite,
on n'observe pas de changement brutal du rayon de charge à A=31 comme pouvaie
le laisser prévoir les mesures de masse et les calculs théoriques. Par contre
il semble que dès la masse 28, un écart significatif soit perceptible entre l
rayon de charge expérimental et les prévisions Hartree-Fock. Il n'est pas po
sible de conclure quant à la raison de cet écart , mais peut-être est il dû à
une déformation dynamique qui masquerait la déformation statique attendue à

Les moments magnétiques du potassium sont difficilement interprétables à
cause d'un important mélange de configurations comme le montrent des calculs
récents basés sur le modèle en couche. La comparaison de l'évolution du carré
moyen du rayon de charge pour le potassium et le calcium montre des comporte-
ments tout à fait analogues,avec cependant un effet pair-impair moindre dans
le cas du potassium. Il y a un effet de couche très important dans les deux
cas qui fait que le rayon de charge diminue quand on ajoute des neutrons à
partir de N=24 pour le calcium, et N=26 pour le potassium, ce qui correspond
des valeurs de ζ très proches de zéro, et pouvant même devenir négatives.

L'étude des isotopes du rubidium a mis en évidence l'existence de trois
zones de déformation :

- les noyaux des isotopes déficients en neutrons ($N < 50$) présentent une défor
mation essentiellement dynamique.
- Les noyaux des isotopes ayant $50 < N < 60$ sont sensiblements sphériques et
peuvent être décrits par le modèle en couche.
- Les noyaux des isotopes ayant $N > 60$ présentent une forte déformation statiq
très bien décrite par les calculs Nilsson- Strutinsky ou Hartree-Fock.

De plus le carré moyen du rayon de charge subit un effet de couche impor-
tant à la traversée du nombre magique N=50. Il n'y a pas inversion du signe
de ζ comme pour le potassium ou le calcium, mais sa valeur subit une forte va-
riation (de 0,25 à 0,8) bien reproduite par les calculs Hartree-Fock.

Nous avons pu montrer que le carré moyen du rayon de charge des isotopes du césium présentait un effet de couche à la traversée du nombre magique N=82 très faible, pratiquement contenu à l'intérieur des barres d'erreur. Conformément aux prévisions théoriques, la déformation va en s'accentuant quand on s'éloigne de la fermeture de la couche, à N=82. L'effet pair-impair observé pour le carré moyen du rayon de charge du côté des isotopes déficients en neutrons est remarquablement identique à celui observé sur les isotopes du xénon et du baryum.

Nous avons pu mettre en évidence l'existence d'un isomérisme de forme pour $N < 67$, qui correspond certainement à une déformation essentiellement statique, tandis que la déformation des isotopes riches en neutrons ($N > 82$) est essentiellement dynamique.

Enfin, l'existence d'une zone de déformation statique pour $60 \leqslant N \leqslant 67$ apparait très clairement, pour le rubidium comme pour le césium.

Le résultat essentiel concernant le francium est la détermination de la longueur d'onde de la raie D_2. La mesure expérimentale absolue du moment magnétique d'un isotope et des calculs théoriques sont nécessaires pour déduire les grandeurs nucléaires (μ ou Q_s) des résultats que nous présentons. L'extension de nos mesures aux noyaux riches en neutrons permettra d'observer l'influence de la fermeture de la couche à 126 neutrons.

Nous pouvons conclure de ce qui précède que l'effet de couche au franchissement des nombres magiques va en s'amenuisant quand les éléments étudiés deviennent plus lourds : très fort pour le sodium (semble-t-il) et le potassium, il est plus faible pour le rubidium et quasiment nul pour le césium.

C H A P I T R E V I I I

CONCLUSIONS GENERALES ET PERSPECTIVES D'AVENIR

La grande diversité des noyaux que nous avons étudiés fait qu'il est difficile de donner une conclusion générale. Le plus souvent, la déformation augmente au fur et à mesure que l'on s'éloigne des nombres magiques. Mais si l'aspect qualitatif est facile à mettre en évidence, le passage au quantitatif pose souvent des problèmes. De nouveaux développements aussi bien expérimentaux que théoriques sont nécessaires. En particulier l'évaluation de l'effet spécifique de masse dans le déplacement isotopique est très délicat puisque ces éléments impairs en protons ne possèdent le plus souvent qu'un seul isotope stable. A côté du perfectionnement des calculs du type Hartree-Fock, peut-être pourrait-on envisager de faire des expériences visant à mesurer $< r^2>$ de façon absolue sur des isotopes radioactifs. De même le passage du moment quadrupolaire spectroscopique au moment intrinsèque est souvent sujet à caution, pour les noyaux impairs-impairs ou pour ceux qui ne relèvent pas de l'approximation du couplage fort.

La mesure absolue de la déformation requiert de nouvelles mesures. Il serait souhaitable de disposer d'une meilleure systématique des probabilités des transitions $2^+ \rightarrow 0^+$ des noyaux pairs-pairs et aussi de développer les modèl théoriques permettant de déterminer la déformation des noyaux de nombre de masse impairs de façon à avoir une bonne calibration. Enfin une théorie micros copique du rayon de charge plus avancée nous affranchirait de l'incertitude sur le paramètre d'anomalie ζ en prenant en compte les effets de couche. L'interprétation des déplacements isomériques, que nous n'avons pas abordée, en serait peut-être facilitée.

La grande sensibilité de notre méthode a montré l'intérêt de l'étude systématique de longues chaines isotopiques. Le groupe Otten, à Mayence et au CERN, effectue en ce moment des mesures sur les éléments alcalino-terreux par spectroscopie laser colinéaire[139]. Des expériences préliminaires sont en cours au Laboratoire Aimé Cotton dans le but d'étudier les gaz rares[141]. Enfin nous construisons actuellement un nouvel appareil destiné à la poursuite de l'étude du francium[94]. Il s'agit de mesurer les longueurs d'onde correspondant à d'autres transitions, en particulier la raie $D_1 (7s^2S_{1/2} - 7p^2P_{1/2})$ afin de connaître la structure fine de l'atome. Il serait également

intéressant de déterminer le seuil d'ionisation. D'autre part, nous allons poursuivre l'étude des structures hyperfines et du déplacement isotopique sur la raie D_2, en particulier du côté des noyaux de francium riches en neutrons ($A \geq 220$) afin d'observer l'influence du nombre magique $N = 126$.

Des développements en physique atomique (mesure ou calcul précis de l'effet spécifique de masse, mise au point de lasers fonctionnant dans la bonne gamme de fréquences) et en physique nucléaire (théorie microscopique du rayon de charge, facteur de projection du moment quadrupolaire, mesures de déformations...) sont nécessaires à une interprétation plus approfondie de l'ensemble de ces résultats.

A P P E N D I C E

FABRICATION ET CARACTERISTIQUES MECANIQUES DES CIBLES

I - CIBLES UTILISEES EN 1977

Les plaquettes de graphite ont 50µm d'épaisseur et une surface de 50 x 5mm^2 (Fig. 73). Des surépaisseurs de 50µm assurent un "foisonnement" destiné à faciliter la diffusion des produits sortis du graphite. Ces plaquettes sont réalisées à la fraiseuse de la façon suivante : des plaquettes grossièrement amenées à une épaisseur inférieure à 1mm sont collées par de la paraffine sur une plaque d'acier. Elles sont dressées à la fraiseuse puis décollées à chaud et retournées. L'usinage définitif est alors effectué, en contrôlant en permanence l'épaisseur à l'aide d'un comparateur. Les plaquettes sont alors à nouveau décollées à chaud. Cette méthode produit des plaquettes très précisement calibrées mais avec un taux de déchet relativement important, de l'ordre de 50%.

Le dépôt d'uranium sur ces plaquettes est fait par sédimentation : une suspension de poudre d'oxyde d'aluminium dans de l'acétate d'isoamyl (additionné d'un peu de colle du type "Scotch") est réalisée. On laisse sédimenter cette suspension sur les plaquettes de façon à avoir une couche dont l'épaisseur est de l'ordre de 15mg/cm^2. Un étuvage à 200°C assure la disparition des produits organiques. Les plaquettes sont alors assemblées en fagots constitués d'environ 20 plaquettes entourées de deux plaques de graphite de 500µm d'épaisseur. Ces fagots sont chauffés sous vide à 2000°C dans un four à radiofréquence pendant une dizaine d'heures, provoquant la carburation de l'uranium. On obtient alors un composé réfractaire. L'épaisseur totale d'uranium dans une telle cible est de l'ordre de 3g/cm^2.

II - CIBLES A BASE DE PLAQUETTES UTILISEES EN 1979-80

Les résultats obtenus en 1977 nous ont encouragés à tenter d'augmenter la production des isotopes très exotiques et donc l'épaisseur des cibles. A cet effet, une modification du caisson contenant la cible a permis de porter la longueur de celles-ci à 98mm . D'autre part, l'épaisseur des plaquettes de graphite ayant été ramenée à 30µm avec des surépaisseurs de 100

Le nombre de plaquettes par fagot a été porté à 30. Enfin la couche d'oxyde d'uranium sur chaque plaquette a été amenée à une épaisseur de 30mg/cm^2 ce qui correspond à 15µm d'uranium métal. Les cibles enfin fabriquées ont une épaisseur totale en uranium de 30g/cm^2.

III - CIBLES EN POUDRE

Un mélange homogène composé de 10% de poudre de graphite (diamètre des grains inférieur à 45µm), 80% d'iridium (diamètre inférieur à 5µm) et de 10 de tantale (diamètre inférieur à 45µm) est réalisé (les pourcentages sont en poids, soit approximativement un atome d'iridium pour un de carbone). Le mélange est introduit dans un récipient cylindrique en graphite, de diamètr intérieur égal à 8mm, et chauffé sous vide à 2000°C pendant environ deux heures. La carburation du tantale assure une certaine cohésion de l'ensembl qui se présente alors sous la forme d'un barreau très friable, qui peut êtr placé dans le four-cible et remis sous vide dans le spectromètre sans risqu d'effritement.

Une cible longue de 98mm a une épaisseur en iridium de l'ordre de 30g/cm^2

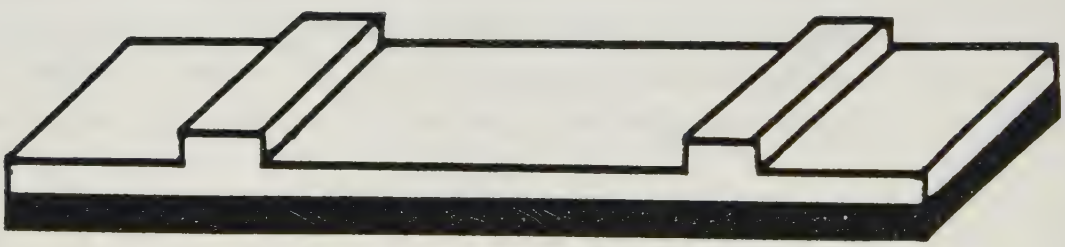


Fig. 73 Vue schématique d'une plaquette de graphite utilisée dans les cibles en uranium.

B I B L I O G R A P H I E

1 - H.L. Ravn, Rapport CERN-EP 79/35, à paraitre dans Phys. Rep.

2 - P.G. Hansen, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 29 (1980) 69.

3 - H. Kopfermann, "Nuclear Moments", Academic Press, New York (1958)

4 - C. Ekström, S. Ingelman, G. Wannberg, M. Skarestad, Proceedings of the 3rd International Conference on Nuclei far from Stability, Cargèse (France) (1976). CERN Report 76/13

5 - H. Walther, dans "Laser Spectroscopy", Topics in Applied Physics Vol.13 Springer-Verlag, Berlin (1976)

6 - C. Thibault, S. Büttgenbach, H.T. Duong, P. Guimbal, G. Huber, P. Jacquinot P. Juncar, R. Klapisch, S. Liberman, A. Pesnelle, P. Pillet, J. Pinard J.M. Serre, M. de Saint Simon, F. Touchard, J.L. Vialle, Proceedings of the 5th International Conference on Hyperfine Interactions, Berlin (RFA) (1980) à paraitre dans Hyp.Int.

7 - A. Rosén, I. Lindgren, Physica Scripta 6 (1972) 109

8 - R.M. Sternheimer, R.F. Peierls, Phys. Rev. A3 (1971) 837

9 - J. Bauche, Thèse à l'Université d'Orsay (1969)

10 - J. Bauche, R.J. Champeau, dans "Advances in Atomic and Molecular Physics" Vol. 12, p.39, Academic Press, New York (1976)

11 - C. Bréchignac, S. Gerstenkorn, P. Luc, Physica 82C (1976) 409

12 - G. Fricke, communication privée à C. Thibault

13 - J.E. Rosenthal, G. Breit, Phys. Rev. 41 (1932) 459

14 - F.A. Babushkin, Sov. Phys. JETP 17 (1963) 1118

15 - A. Bohr, B. Mottelsson, "Nuclear Structure", Vol.1, p.164, W.R. Benjamin New York (1969)

16 - K. Heilig, A. Steudel, At. Data. Nucl. Data Tables 14 (1974) 613

17 - K.R. Anton, S.L. Kaufman, W. Klempt, G. Moruzzi, R. Neugart, E.W. Otten B. Schinzler, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 642

18 - G. Nowicki, K. Bekk, S. Göring, H. Hanser, H. Rebel, G. Schatz, Phys. Rev. Lett.39 (1977) 332

19 - H.T. Duong, J.L. Vialle Opt. Comm. 12 (1974) 71

20 - G. Huber, R. Klapisch, C. Thibault, H.T. Duong, J.L. Vialle, J. Pinard, P. Juncar, P. Jacquinot, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1209

21 - G. Huber, C. Thibault, R. Klapisch, H.T. Duong, P. Juncar, S. Liberman J. Pinard, J.L. Vialle, P. Jacquinot, C.R. Acad. Sci. Paris B282 (1976) 1

22 - G. Huber, F. Touchard, S. Büttgenbach, C. Thibault, R. Klapisch, H.T. Duong, S. Liberman, J. Pinard, J.L. Vialle, P.Juncar, P. Jacquinot Phys. Rev. C18 (1978) 2342

23 - G. Huber, F. Touchard, S. Büttgenbach, C. Thibault, R. Klapisch, S. Liber J. Pinard, H.T. Duong, P.Juncar, J.L. Vialle, P. Jacquinot, A. Pesnelle Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 459

24 - S. Liberman, J. Pinard, H.T. Duong, P. Juncar, P. Pillet, J.L. Vialle, P. Jacquinot, F. Touchard, S. Büttgenbach, C. Thibault, M. de Saint Simon, R. Klapisch, A. Pesnelle, Phys. Rev. A22 (1980) 2732

25 - C. Thibault, F. Touchard, S. Büttgenbach, R. Klapisch, M. de Saint Simon, H.T. Duong, P. Jacquinot, P. Juncar, S. Liberman, P. Pillet, J. Pinard J.L. Vialle, A. Pesnelle, G. Huber, à paraître dans Phys. Rev. C

26 - C. Thibault, F. Touchard, S. Büttgenbach, R. Klapisch, M. de Saint Simon, H.T. Duong, P. Jacquinot, P. Juncar, S. Liberman, P. Pillet, J. Pinard, J.L. Vialle, A. Pesnelle, G. Huber, à paraître dans Nucl. Phys.

27 - G.H. Fuller, J. Phys. Chem. Ref. Data 5 (1976) 835

28 - J.L. Vialle, Thèse à l'Université de Paris-Sud Orsay (1980)

29 - J.L. Vialle, H.T. Duong, P. Juncar, S. Liberman, J. Pinard, P. Jacquinot S. Büttgenbach, P. Guimbal, M. de Saint Simon, J.M. Serre, C. Thibault, F. Touchard, R. Klapisch, 12th E.G.A.S. Conference, Pisa (Italie) (1980)

30 - J. Hudis, dans "Nuclear Chemistry", Vol. 1,p. 169, Academic Press New York (1968)

31 - P. Jacquinot, R. Klapisch, Rep. Progr. Phys. 42 (1979) 773

32 - C. Thibault, Thèse à l'Université d'Orsay (1971)

33 - C. Rigaud, Thèse de 3ème Cycle, Orsay (1972)

34 - J. Chaumont, Thèse à l'Université d'Orsay (1972)

35 - L.C. Carraz, S. Sundel, H.L. Ravn, M. Skarestad, L. Westgaard, Nucl. Instr. Meth. 158 (1979) 69

36 - T. Björnstad, H.A. Gustavson, O.C. Jonsson, V. Lindfors, A. Poskanzer, H.L. Ravn, The ISOLDE Collaboration, Proceedings of the 10th EMIS Conference, Zinal (Suisse), (1980), à paraître dans Nucl. Instr. Meth.

37 - F. Touchard, J. Biderman, M. de Saint Simon, G. Huber, C. Thibault, M. Epherre, R. Klapisch, (ibid)

38 - L.C. Carraz, I.R. Haldorsen, H.L. Ravn, M. Skarestad, L. Westgaard, Nucl. Instr. Meth. 148 (1978) 217

39 - H.L. Ravn, S. Sundel, L. Westgaard, Nucl. Instr. Meth. 123 (1975) 131

40 - R. Klapisch, J. Chaumont, C. Philippe,I. Amarel, R. Fergeau, M. Salomé, R. Bernas, Nucl. Instr. Meth. 53 (1967) 216

41 - Handbook of Chemistry and Physics, 14th ed. The Chemical Rubber Publishing Company, Cleveland (Ohio) (1963)

42 - M.A. Fyland, E.I. Semenova, "Handbook of the Rare Elements",Vol. III, Mac Donald,London

43 - R. Klapisch, Thèse à l'Université d'Orsay (1966)

44 - P. Juncar, Thèse de 3ème Cycle, Orsay (1976)

45 - P. Juncar, J. Pinard, Opt. Comm. 14 (1975) 438

46 - M. de Saint Simon, M. Langevin, R. Fergeau, D. Guillemaud, M. Jacotin, J.F. Képinski, R. Klapisch, C. Thibault, F. Touchard, Proceedings of the 10th EMIS Conference, Zinal,(Suisse) (1980) à paraître dans Nucl. Instr. Meth.

47 - F. Touchard, G. Huber, R. Fergeau, C. Thibault, R. Klapisch, Nucl. Instr. Meth. 155 (1978) 449

48 - J.M. Serre,Thèse de 3ème Cycle Université Paris VI (1981)

49 - P. Guimbal,Thèse de 3ème Cycle Université Paris VI (1981)

50 - B.R. Martin, "Statistics for Physicists", Academic Press New York (1971)

51 - P. Juncar,Thèse à l'Université d'Orsay (1981)

52 - A. Beckmann, K.D. Böklen, D. Elke, Z. Phys. 270 (1974) 173

53 - V. Shirley, C.M. Lederer, "Tables of Nuclear Moments" dans"Hyperfine Interactions studied by Nuclear Reactions and Decay" Vol. 2, édité par E. Karlsson et R. Wäppling, Almqvist, (1975)

54 - W.H. King, J. Opt. Soc. Am. 53 (1963) 638

55 - R.C. Barrett, D.F. Jackson, "Nuclear Sizes and Structures",Clarendon Press,Oxford (1979)

56 - R. Engfer, H. Schneuwly, J.L. Vuillemier, H.K. Walter, A. Zehnder, At. Data Nucl. Data Tables 14 (1974) 509

57 - H.G. Kuhn,"Atomic Spectra" Longmann London (1969)

58 - H. Schweickert, J. Dietrich, R. Neugart, E.W. Otten, Nucl. Phys. A246 (1975) 187

59 - O. Ames, E.A. Phillips, S.S. Glickstein, Phys. Rev. 137 (1965) B1157

60 - L. Davis Jr., D.E. Nagle, J.R. Zacharias, Phys. Rev. 76 (1949) 1068

61 - Y.W. Chan, V.W. Cohen, M. Lipsicas, Phys. Rev. 150 (1966) 933

62 - M. Deimling, R. Neugart, H. Schweickert,Z. Phys. A273 (1975) 15

63 - K. Pescht, H. Gerhardt, E. Matthias, Z. Phys. A281 (1977) 199

64 - F.C.M. Coolen, N. Van Schaick, Physica 93C (1978) 267

65 - J. Bauche, J. Phys. 35 (1974) 19

66 - H.T. Duong, J.L. Vialle, à paraître

67 - P. Buck, I.I. Rabi, Phys. Rev. 107 (1957) 1291

68 - E.C. Wang, J. Yellin, Phys. Rev. A4 (1971) 838

69 - C. Ekström, S. Ingelman, G. Wannberg, M. Skarestad, Nucl. Phys. A311 (1978) 269

70 - F. Buchinger, J. Collignon, M. Deimling, R. Neugart, M. Schweickert, communication privée

71 - C. Ekström, L. Robertsson, G. Wannberg, J. Heinemeier, Physica Scripta 19 (1979) 516

72 - W. Klempt, J. Bonn, R. Neugart, Phys. Lett. 82B (1979) 47

73 - F. Ackermann, I. Platz, G. zu Putlitz, Z. Phys. 260 (1973) 87

74 - J.R. Beacham, K.L. Andrew, J. Opt. Soc. Am. 61 (1971) 231

75 - S. Ullrich, E.W. Otten, Nucl. Phys. A248 (1975) 173

76 - C. Ekström, G. Wannberg, J. Heinemeier, the ISOLDE Collaboration, Phys. Lett. 76B (1978) 565

77 - C. Ekström, S. Ingelman, G. Wannberg, M. Skarestad, Nucl. Phys. A292 (1977) 144

78 - J. Bonn, W. Klempt, R. Neugart, E.W. Otten, B. Schinzler, Z. Phys. A289 (1979) 227

79 - F. Ackermann, E.W. Otten, G. zu Putlitz, A. Schenck, S Ullrich, Nucl. Phys A248 (1975) 157

80 - S. Swanberg, S. Rydberg, Z. Phys. 227 (1969) 216

81 - H. Hühnermann, H. Wagner, Z. Phys. 199 (1967)239 et 216 (1968) 28

82 - R. Marrus, E.C. Wang, J. Yellin, Phys. Rev. 177 (1969) 122

83 - S. Liberman, J. Pinard, H.T. Duong, P. Juncar, J.L.Vialle, P. Jacquinot, G. Huber, F. Touchard, S. Büttgenbach, A. Pesnelle, C. Thibault, R. Klapisch, Collaboration ISOLDE,C.R. Acad. Sci. Paris B286 (1978) 253

84 - H. Yagoda, Phys. Rev. 40 (1932) 1017

85 - J.F. Wyart, communication privée à S. Liberman

86 - K.T. Bainbridge, Phys. Rev.34 (1929) 752

87 - H. Yagoda, Phys. Rev. 38 (1931) 2298

88 - S. Liberman et al., communication privée

89 - A.C. Mueller, Diplomarbeit, Mainz (RFA) (1977)

90 - H.J. Kluge, communication privée à S. Liberman

91 - M. Aymar, communication privée à S. Liberman

92 - M. Aymar, communication privée à S. Liberman

93 - J.M. Desclaux, Thèse à l'Université de Paris (1971)

94 - H.T. Duong, P. Jacquinot, P. Juncar, S. Liberman, J. Pinard, J.L. Vialle R. Klapisch, C. Thibault, F. Touchard, M. de Saint Simon, A. Pesnelle déclaration d'intêret CERN-PSSC/80-65

95 - C. Ekström, S. Ingelman, G. Wannberg, M. Skarestad, Physica Scripta 18 (1978) 51

96 - A. Bohr, B. Mottelsson, Dan. Mat. Fys. Medd. 27 (1953) 1

97 - M. Goppert-Mayer, Phys. Rev. 74 (1948) 235

98 - O. Haxel, H. Jensen, H. Suess, Phys. Rev. 75 (1949) 1766

99 - S.G. Nilsson, K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd. 29 n° 16 (1955)

100 - A. Bohr, B. Mottelsson, "Nuclear Structure", Vol. 1 et 2, Benjamin New York (1969, 1975)

101 - J.M. Eisenberg, W. Greiner, "Nuclear Theory", Vol. 1, North-Holland Amsterdam (1976)

102 - D. Vautherin, D.M. Brink, Phys. Rev. C5 (1972) 626

103 - X. Campi, H. Flocard, A.K. Kerman, S. Koonin, Nucl. Phys. A251 (1975) 193

104 - J.A. Nolen, J.P. Schiffer, Ann. Rev. Nucl. Sci. 19 (1969) 471

105 - K.E.G. Löbner, M. Vetter, H. Hönig, Nucl. Data Tables A7 (1970) 495

106 - W.M. Hooke, Phys. Rev. 115 (1959) 453

107 - C.J. Gallagher, S.A. Moskowski, Phys. Rev. 111 (1958) 1282

108 - A. de Shalit, I. Talmi "Nuclear Shell Theory"
Academic Press, New York (1963)

109 - R.J. Blin-Stoyle, Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 75.

110 - P.H. Stelson, L. Grodzins Nucl. Data Tables A1 (1965) 21.

111 - L. Grodzins, Phys. Lett. 2 (1962) 88.

112 - J. Meyer-Ter-Vehn, Nucl. Phys. A249 (1975) 111 et 141

113 - C.M. Lederer, V.S. Shirley, "Table of Isotopes", 7th edition, Wiley, New York (1978)

114 - I. Ragnarsson, Proceedings of the International Symposium on Future Directions in Studies of Nuclei far from stability", Nashville (Tenessee) (1979), édité par J.H. Hamilton, E.H. Spejewski, C.R. Bingham, E.F. Zganjar, North-Holland, Amsterdam (1980)

115 - C. Thibault, R. Klapisch, C. Rigaud, A.M. Poskanzer, R. Prieels, L. Lessard, W. Reisdorf, Phys. Rev. C12 (1975) 644

116 - C. Détraz, D. Guillemaud, G. Huber, R. Klapisch, M. Langevin, F. Naulin, L.C. Carraz, F. Touchard, Phys. Rev. C19 (1979) 164

117 - D. Guillemaud, Thèse de 3ème Cycle, Orsay (1978), Rapport IPNO-T 78-01

118 - B.H. Wildenthal, W. Chung, Phys. Rev. C22 (1980) 2260

119 - E. Fabrici, S. Micheletti, M. Pignanelli, F. Resmini, R. De Leo, G. d'Erasmo, A. Pantaleo, Phys. Rev. C21 (1980) 844

120 - E. Newman, J.C. Hiebert, Nucl. Phys. A110 (1968) 366

121 - R. Santo, R. Stock, J.H. Bjerregaard, O. Hansen, O. Nathan, R. Chapman, S. Hinds, Nucl. Phys. A118 (1968) 409

122 - K. Arita, Proceedings of the International Conference on Nuclear Moments and Nuclear Structure, (1972), J. Phys. Soc. Jap. 34 (1973) 513

123 - I.P. Johnstone, Phys. Rev. C22 (1980) 2561

124 - E. Bergmann, P. Bopp, Ch. Dorsch, J. Kowalski, F. Träger, G. zu Putlitz, Z. Phys. A294 (1980) 319

125 - B.A. Brown, S.E. Massen, P.E. Hodgson, Phys. Lett. 85B (1979) 167

126 - B.A. Brown, S.E. Massen, P.E. Hodgson, J. Phys. G5 (1979) 1655

127 - X. Campi, M. Epherre, Phys. Rev. C22 (1980) 2605

128 - M. Epherre, G. Audi, C. Thibault, R. Klapisch, G. Huber, F. Touchard, H. Wollnick, Phys. Rev. C19 (1979) 1504

129 - R.E. Azuma, G.L. Borchert, L.C. Carraz, P.G. Hansen, B. Jonson, S. Mattsson, O.B. Nielsen, G. Nyman, I. Ragnarsson, H.L. Ravn, Phys. Lett. 86B (1979) 5

130 - H. Wollnick, F.K. Wohn, K.D. Wünsch, G. Jung, Nucl. Phys. A291 (1977) 355

131 - U. Garg, T.P. Sjoreen, D.B. Fossan, Phys. Rev. Lett 40 (1978) 831

132 - U. Garg, T.P. Sjoreen, D.B. Fossan, Phys. Rev. C19 (1979) 207

133 - U. Garg, T.P. Sjoreen, D.B. Fossan, Phys. Rev. C19 (1979) 217

134 - D.A. Arseniev, A. Sobiczewski, V.G. Soloniev, Nucl. Phys. A216 (1969) 15

135 - I. Ragnarsson, A. Sobiczewski, R.K. Sheline, S.E. Larsson, B. Nerlo-Pomorska, Nucl. Phys. A233 (1974) 329

136 - N. de Tabacsy, S. Das Gupta, Phys. Rev. C13 (1976) 399

137 - K. Sofia, B.P. Pathak, S. Das Gupta, Phys. Rev. C14 (1976) 1277

138 - K. Bekk, A. Andl, S. Göring, A.Hanser, G. Nowicki, H. Rebel, G. Schatz, Z. Phys. A291 (1979) 219

139 - R. Neugart, F. Buchinger, W. Klempt, A.C. Mueller, E.W. Otten, C. Ekström, J. Heinemeier, CERN Report EP-80-142, et communication privée

140 - W. Fischer, H. Hühnermann, G. Krömer, H.J. Schäfer, Z. Phys. 270 (1974) 113

141 - S. Liberman, J. Pinard, H.T. Duong, P. Juncar, J.L. Vialle, P. Jacquinot, F. Touchard, C. Thibault, M. de Saint Simon, R. Klapisch, A. Pesnelle, déclaration d'intérêt CERN-PSSC/80-66